# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 15 — 1. August 1931 — Redaktionsschluß für Nr. 17 am 14. August 1931. — 32. Jahrgang


INHALT:


Die radioaktiven Konstanten nach dem Stand von 1930. (Bericht der Internationalen Radium-Standard-Kommission.) S. 569.

**Vorträge von der 13. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 31. Mai und 1. Juni 1931 in Jena.**

A. Smekal, Untersuchungen zur Physik der Realkristalle. S. 581.
H. Ludloff, Aufspaltung und Mehrfachheit von Termen des festen Körpers. S. 583.
H. Dember, Lichtelektrische Versuche an Kupferoxydul. S. 584.
C. Wagner, Theorie des Kupfer-Kupferoxydulgleichrichters. S. 584.
H. Gärtner, Dispersion der Leitfähigkeit nichtwäßriger Elektrolytlösungen. S. 584.
H. Pose, Zur Methodik der Atomzertrümmerung. S. 584.
L. Bergmann, Über einen Wärmeeffekt beim Wismut und verwandten Metallen. S. 584.
H. Straubel, Piezoelektrische Oszillatoren. S. 586.
E. Grossmann, Über den Einfluß eines reflektierenden Schirmes auf die Frequenz eines Schwingquarzes. S. 587.
W. Hanle, Über zirkulare Polarisation beim Ramaneffekt. S. 587.

**Originalmitteilungen:**

P. Gross, Dipolmomente von Dichlorpropanen. S. 587.
T. I. Câmpan, Der Einfluß elektrischer Entladungen auf die Sekundäremission der Kathode. S. 593.

**Besprechungen:**

F. Rinne, Grenzfragen des Lebens. S. 598.
R. Weitzenböck, Der vierdimensionale Raum. S. 598.
Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften: Bd. 1—8. S. 598.
F. Auerbach und W. Hort, Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik. I, 2 u. 3, II, IV, 1, V, 2, VI. S. 599.
H. Schulz und K. Radicke, Fremdwörterbuch für die Optik. S. 600.
A. Brill, Über Keplers Astronomia Nova. S. 600.

**Personalien.** S. 600.


## Die radioaktiven Konstanten nach dem Stand von 1930.

**Bericht der Internationalen Radium-Standard-Kommission.**

Anläßlich der Neuordnung bei der Union Internationale de Chimie und der Internationalen Atomgewichtskommission hat sich das Bedürfnis gezeigt, besondere Tabellen für die radioaktiven Konstanten herauszugeben.

Diese Aufgabe wurde von der 1910 in Brüssel gewählten Internationalen Radium-Standard-Kommission übernommen, die sich zur Kooperation mit der Union Internationale de Chimie bereit erklärte.

An der Bearbeitung nahmen außer den Mitgliedern: M. Curie, A. Debierne, A. S. Eve, H. Geiger, O. Hahn, S. C. Lind, St. Meyer, E. Rutherford, E. Schweidler,

als Experten teil: J. Chadwick, I. Joliot-Curie, K. W. F. Kohlrausch, A. F. Kovarik, E. W. McKeehan, L. Meitner und H. Schlundt,

wofür ihnen an dieser Stelle besonderer Dank gesagt sei.

Vorliegender Bericht soll gleichzeitig in der Physikalischen Zeitschrift, im Philosophical Magazine, im Journal de Physique et le Radium und im Journal of the American Chemical Society erscheinen[1]).

### Allgemeine Bemerkungen über Symbole und Bezeichnungsweisen.

Es wird beantragt, vorläufig die Symbole beizubehalten, welche in den Sammelwerken von St. Meyer-E. Schweidler, F. Kohlrausch sowie E. Rutherford, J. Chadwick und C. D. Ellis benützt werden, so wie sie in der Physik. Zeitschr. **19**, 30, 1918, Zeitschr. f. Elektrochemie **24**, 36, 1918, Jahrb. Rad. u. Elektr. **19**, 344, 1923 begründet wurden.

Für die drei radioaktiven Gase wird die Benützung der Bezeichnungen Radon (*Rn*), Thoron (*Tn*), Actinon (*An*) empfohlen (vgl. Zeitschr. anorg. Chem. **103**, 79, 1918) und daneben als

1) Damit in den folgenden Jahren die notwendigen Verbesserungen und Ergänzungen zeitgerecht mitgeteilt werden können, wird die Bitte an alle Fachgenossen gerichtet, bezügliche Anregungen und Vorschläge jeweils an die Adresse: Prof. Dr. Stefan Meyer, Wien IX, Institut für Radiumforschung, Boltzmanngasse 3 einzusenden.

gemeinsames Symbol für die Plejade der Ordnungszahl 86 die Beibehaltung von „*Em*" und des Wortes „Emanationen" für die drei Isotope.

Die Worte „emanieren", „Emanierungsvermögen" usw. usw. bleiben erhalten.

Die Bezeichnung „Radioblei" sollte für die natürlichen aktiven Bleigemische in Mineralien vorbehalten und nicht für *RaD* verwendet werden.

*RaG*, *ThD* und *AcD* sollen „Uranblei", „Thorblei", „Actiniumblei" heißen (es wird aber als Uranblei auch das Gemisch *RaG* + *AcD* bezeichnet).

Statt der Bezeichnung „Isotopic weight" „Poids isotopique", in den früheren Tables internationales des éléments radioactifs für die runde Atomgewichtszahl oder die Anzahl von Wasserstoffkernen wird das Wort: Protonenzahl vorgeschlagen.

Symbole:

*UI*, *UX*$_1$, *UX*$_2$, *UII*, *Io*, *Ra*, *Rn*, *RaA*, *RaB*, *RaC'*, *RaC''*, *RaD*, *RaE*, *RaF* = *Po*, *RaG*, *UY*, *UZ*, *Th*, *MsTh*$_1$, *MsTh*$_2$, *RdTh*, *ThX*, *Tn*, *ThA*, *ThB*, *ThC'*, *ThC''*, *ThD*, *AcU*, *Pa*, *Ac*, *RdAc*, *AcX*, *An*, *AcA*, *AcB*, *AcC*, *AcC'*, *AcC''*, *AcD*. (*Pa* heißt Protactinium, nicht Protoactinium.) *Em* = gemeinsames Symbol für *Rn*, *Tn* und *An*.

Der folgende Bericht enthält

I. Basiswerte,

II. Einheiten,

III. Konstanten.

## I. Basiswerte.

Im folgenden sind zugrundegelegt die Basiswerte:

Lichtgeschwindigkeit

$c = 2{,}9980 \cdot 10^{10}$ cm/sec. Lit.: (1) (2) (3) (4)

Chemische Masseneinheit.

Die chemischen Atomgewichts- und Massenbestimmungen basieren auf der Annahme des Atomgewichtes für Sauerstoff $O = 16{,}0000$.

Die Entdeckung der Sauerstoff-Isotope $O_{18}$ und $O_{17}$, wobei die Intensität der neuen Atomarten zum gewöhnlichen Sauerstoff $O_{16} : O_{17} : O_{18} = 10000 : 1 : 8$ eingeschätzt wird, verlangt aber eine schärfere Definition.

Im Gegensatz zur chemischen Definition, die für das Isotopengemisch $O = 16{,}0000$ festsetzt, wird vorgeschlagen für Fragen des Atombaues und der Radioaktivität im Sinne der Messungen F. W. Astons

$O_{16} = 16{,}0000$

zu wählen.

Für das Isotopengemisch obiger (sehr unsicherer) Zusammensetzung ergäbe dies

$O = 16{,}0017$.

[R. Mecke und W. H. Childs (Zeitschr. f. Phys. **68**, 362, 1931) berechnen

$O = 16{,}0035 \pm 0{,}0003$.]

Dem entspräche für $O_{16} = 16{,}0000$

| | | |
|---|---|---|
| $H = 1{,}0078$ (Aston) absolut: | $1{,}662 \cdot 10^{-24}$ | g |
| $He = 4{,}00216$ (Aston) | „ $6{,}5994 \cdot 10^{-24}$ | g |
| $m_0$ von $O_{16}/16 = 1{,}00000$ | „ $1{,}6490 \cdot 10^{-24}$ | g |
| $m_0$ (Proton) $= 1{,}0072$ | „ $1{,}661 \cdot 10^{-24}$ | g |
| $m_0(a) = 4{,}00106$ | „ $6{,}598 \cdot 10^{-24}$ | g |
| $m_0$ (Elektron) $= 0{,}000548$ | „ $9{,}040 \cdot 10^{-28}$ | g |

(für $e/m_0 = 5{,}2765 \cdot 10^{17}$ stat. Einh. $g^{-1}$). (1)

Faradaysche Zahl:

$F = 96489$ abs. *Cb*

96494 internat. *Cb*.

Elektrisches Elementarquantum:

$e = 4{,}770 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh. (Millikan) (5)

($4{,}8 \cdot 10^{-10}$) stat. Einh. röntgenospektroskopisch (6)(7) (8) (9) (10) (11).

Spezifische Ladung

$e/m_0 = 1{,}760 \cdot 10^7$ abs. magn. Einh./g

$= 5{,}2765 \cdot 10^{17}$ stat. Einh./g

spektroskopisch (1) und aus Kathodenstrahlablenkung (14) (15)

bzw. $(1{,}769 \cdot 107)$ stat. Einh./g

$(= 5{,}303{,}10^{17}$ stat. Einh./g).

aus älteren Ablenkungsversuchen (1) (4a) (10)

Planckscher Wirkungsquantum

$h = (6{,}547 \pm 0{,}009) \cdot 10^{-27}$ erg. sec oder abgekürzt $6{,}55 \cdot 10^{-27}$ (1)

[$6{,}5596 \cdot 10^{-27}$ (10); $6{,}591 \cdot 10^{-27}$ (4a); $6{,}541 \cdot 10^{-27}$ (17)]

Loschmidtsche Zahl:

$L = Fc/e = 6{,}0644 \cdot 10^{23}$ mol$^{-1}$ für $e = 4{,}770 \cdot 10^{-10}$

[$6{,}0265 \cdot 10^{23}$ für $e = 4{,}80 \cdot 10^{-10}$]

1 Jahr 1a $= 365{,}24223$ $d = 3{,}155693 \cdot 10^7$ sec.

1 sec $= 3{,}168876 \cdot 10^{-8}$ a.

Abgeleitete Werte:

$\beta = v/c$ $\quad c^2 = 8{,}988004 \cdot 10^{20}$

$\eta = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ $\quad 2e = 9{,}540 \cdot 10^{-10}$

$m = m_0\eta$

$m_0c^2 = 5{,}9303 \cdot 10^{-3}$ für $a$-Teilchen

$m_0c^2 = 8{,}1252 \cdot 10^{-7}$ für $e/m_0 = 5{,}2765 \cdot 10^{17}$ stat. Einh./g für $\beta$-Teilchen

$\frac{m_0 c^2}{2e} = 6{,}2162 \cdot 10^6$ für $\alpha$-Teilchen

$\frac{m_0 c^2}{e} = 1{,}7034 \cdot 10^3$ für $e/m_0 = 5{,}276_5 \cdot 10^{17}$

stat. Einh./g für $\beta$-Teilchen

Kinetische Energie $E = m_0 c^2 (\eta - 1)$

für $\alpha$-Teilchen: $E = 5{,}9303 \cdot 10^{-3} (\eta - 1)$ Erg.
„ $\beta$-Teilchen: $E = 8{,}1252 \cdot 10^{-7} (\eta - 1)$ Erg.

Kinetische Energie in Volt-Elektron (Voltgeschwindigkeit)

$P = 299{,}80\, E/2e = 3{,}1426 \cdot 10^{11}\, E$ für $\alpha$-Teilchen
$P = 299{,}80\, E/e = 6{,}2851 \cdot 10^{11}\, E$ für $\beta$-Teilchen

Produkt aus magnetischer Feldstärke und Krümmungsradius der Bahn:

$$\mathfrak{H}\mathfrak{R} = \frac{m_0 c^2}{2e} \eta\beta = 6{,}2162 \cdot 10^6\, \eta\beta \text{ für } \alpha\text{-Teilchen}$$

$$\mathfrak{H}\mathfrak{R} = \frac{m_0 c^2}{e} \eta\beta = 1{,}7034 \cdot 10^3\, \eta\beta \text{ für } \beta\text{-Teilchen}$$

Wellenlänge:

$$\lambda = hc/E = 1{,}9628 \cdot 10^{-16}/E \quad \text{für } h = 6{,}547 \cdot 10^{-27}$$
$$(\lambda = hc/E = 1{,}9637 \cdot 10^{-16}/E \quad \text{für } h = 6{,}55 \cdot 10^{-27})$$

## Literatur.


1) R. T. Birge, Phys. Rev. (2) **33**, 265, 1929, Supplement 1, 1—73, 1. Juli 1929.
1a) R. T. Birge, Phys. Rev. (2) **35**, 1015, 1930.
2) H. L. Curtis, Bur. Stand. J. Research **3**, 63, 1929; $c = 299790$ km/sec.
3) Michelson (1927) (älterer Wert 299850) $c = 299796$.
4) Karolus und Mittelstaedt (1928) $c = 299778$.
4a) W. Grotrian, Naturwiss. **17**, 201, 1929.
5) R. A. Millikan, Science **69**, 481, 1929; $e = 4{,}770 \cdot 10^{-10}$ st. Einh.
6) J. A. Bearden, Proc. Nat. Acad., Juni 1929; röntgenspektroskopisch $e = 4{,}810 \cdot 10^{-10}$.
7) A. H. Compton, Franklin J. **208**, 605, 1929.
8) E. Bäcklin, Nature **123**, 409, 1929; röntgenspektroskopisch $e = 4{,}793 \cdot 10^{-10}$.
9) H. A. Wilson, Phys. Rev. (2) **34**, 1493, 1929; $e = 4{,}82 \cdot 10^{-10}$.
10) W. N. Bond, Phil. Mag. (7) **10**, 994, 1930; $e = 4{,}7797 \cdot 10^{-10}$.
11) J. M. Cork, Phys. Rev. (2), **35**, 128, 1930. $e = 4{,}821 \cdot 10^{-10}$.
12) W. H. Houston, Phys. Rev. (2) **30**, 608, 1927 $e/m_0$ $1{,}7606 \cdot 10^7$ spektroskop.
13) H. D. Babcock, Astrophys. J. **69**, 43, 1929; 1,7606 spektroskop.
14) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **31**, 1073, 1930; 1,7602 Ablenkung von Kathodenstrahlen; Ann. d. Phys. (5) **8**, 975, 1931; $1{,}7598 \pm 0{,}0025$.
15) C. T. Perry und E. L. Chaffee, Phys. Rev. (2) **36**, 904, 1930, 1,761; Ablenkung von Kathodenstrahlen.
16) A. Upmark, Zeitschr. f. Phys. **55**, 569, 1929.
17) A. R. Olpin, Phys. Rev. (2), **36**, 251, 1930.


$Z$ = Zahl der von 1 g $Ra$ pro Sekunde emittierten $\alpha$-Teilchen.

Ältere Literatur bis 1926 vgl. St. Meyer-E. Schweidler Radioaktivität S. 401.


1) H. Jędrzejowski, C. R. **184**, 1551, 1927; Ann. de phys. **9**, 128, 1928. $Z = 3{,}50 \cdot 10^{10}$.
2) I. Curie und F. Joliot, C. R. **187**, 43, 1928. $3{,}7 \cdot 10^{10}$.
3) H. J. J. Braddick u. H. M. Cave, Proc. Roy. Soc. London (A) **121**, 368, 1928; Nature **122**, 789, 1928; siehe auch G. Ortner, Wien. Ber. **138**, 117, 1929. $Z = 3{,}69 \cdot 10^{10}$.
4) F. A. Ward, C. E. Wynn-Williams, H. M. Cave, Proc. Roy. London (A) **125**, 713, 1929. $3{,}66 \cdot 10^{10}$.
5) S. H. Watson u. M. C. Henderson, Proc. Roy. Soc. London (A) **118**, 318, 1928; (indirekt). $3{,}72 \cdot 10^{10}$.
6) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **28**, 729, 1927; H. Ziegert, Zeitschr. f. Phys. **46**, 668, 1928. $Z = 3{,}71 \cdot 10^{10}$.
7) G. Ortner u. G. Stetter, Zeitschr. f. Phys. **54**, 475, 1929. $Z = 3{,}72 \cdot 10^{10}$.
8) L. Meitner u. W. Orthmann, Zeitschr. f. Phys. **60**, 143, 1930. $Z = 3{,}68 \cdot 10^{10}$.
9) E. Rutherford, J. Chadwick und C. D. Ellis, Radiations of radioactive substances 1930, p. 63. $Z = 3{,}70 \cdot 10^{10}$.


Bemerkung: Die Hauptunsicherheit liegt in der Angabe des „Radiumäquivalents" eines Präparates (z. B. von *RaC*). Dies geschieht aus der Abfallskurve des *RaB*—*RaC*. Ist schon die Eichung nicht auf $^1/_2$ Proz. genau verbürgbar, da die Standards gar nicht genauer verbürgt sind und bei der verschiedenen Gestalt von Standard und *RaB-RaC*-Präparat die Meßgenauigkeit leidet, so kommt noch dazu (Mitt. Ra-Inst. Nr. 254, Wien. Ber. **139**, 231, 1930), daß bei Waschung des Präparates mit Alkohol zur Entfernung von *Rn*-Resten, vom Alkohol *RaB* im Überschuß gegen *RaC* gelöst wird. Dadurch ist in der ersten Zeit des Abfalles des Präparates der theoretische Kurvenzug soweit verändert, daß Differenzen in der Bewertung um 1 Proz. nicht ausgeschlossen sind. Dieser Fehler würde bewirken, daß das gewonnene $Z$ ein Minimalwert ist.

Es wird empfohlen, den Wert $Z = 3{,}7 \cdot 10^{10}$ $\alpha$/sec in Einklang mit Lit. (9) zu benützen [1]).

## Verhältnis $Ra : U$ in natürlichen, alten, unveränderten Erzen.

### Literatur zu $Ra/U$.


Ältere Literatur vgl. St. Meyer-E. Schweidler, Radioaktivität 1927, S. 398, S. 404/406, Lit. Nr. 7, 22, 23.
V. Chlopin und M. A. Paswick, Akad. Leningrad 1928 (russisch). (An Proben gleichen Fundortes ergeben sich infolge chemischer Veränderungen Werte zwischen 2,18 bis $4{,}17 \cdot 10^{-7}$; vgl. hierzu auch S. C. Lind und C. F. Whittemore l. c.)


1) A. F. Kovarik zieht (nach E. Gleditsch) $Z = 3{,}493 \cdot 10^{10}$ $\alpha$/sec vor.

Zur Benützung wird empfohlen:

$$\underline{Ra/U = 3{,}4 \cdot 10^{-7}}; \quad \underline{U/Ra = 2{,}94 \cdot 10^{6}}.$$

Basiswerte für die Berechnung der Zahl der von einem $\alpha$-Teilchen erzeugten Ionenpaare $k = k_0 R^{3/2}$ und Berechnung der Geschwindigkeit aus $v^3 = a_0 R_0$.

Die Angaben und Konstanten beziehen sich auf 760 mm *Hg* und 0° C. Für $k_0$ sei zugrunde gelegt $Z \cdot k = 8{,}18 \cdot 10^{15}$ (vgl. St. Meyer-E. Schweidler, Radioaktivität, S. 189, 1927), und

$$Z = 3{,}7 \cdot 10^{10}.$$

Gilt für *RaC'* (vgl. die Zusammenstellung für die Reichweiten)

$$R_0 = 6{,}58,$$

so folgt

$$k = \frac{8{,}18 \cdot 10^{15}}{3{,}7 \cdot 10^{10}} = k_0 \cdot 6{,}58^{3/2} \qquad k_0 = 6{,}296 \cdot 10^4.$$

[ Basiert auf $R_0 = 6{,}60$ und $Z = 3{,}72 \cdot 10^{10}$ wird $k_0 = 6{,}253 \cdot 10^4$.
Basiert auf $R_0 = 6{,}60$ und $Z = 3{,}70$, wird $k_0 = 6{,}283 \cdot 10^4$. ]

Zur Benützung wird empfohlen:

$$\underline{k_0 = 6{,}3 \cdot 10^4}.$$

Für $a_0$ erhält man je nach der Wahl von *RaC'* oder *ThC'* oder *Po* verschiedene Werte, was seinen Grund darin haben kann, daß die Beziehung $v^3 = aR$ nicht genau gilt, und daß die Definition der Reichweite (Geiger-Henderson) aus dem Schnittpunkt der Absturzgeraden der Braggschen Kurve mit der Abszissenachse nicht theoretisch begründbar ist[2]).

| Für | $R_0$ | $v$ | wird $a$ | $a_0$ |
|---|---|---|---|---|
| *RaC'* | 6,58 | $1{,}922 \cdot 10^9$ | $1{,}0790 \cdot 10^{27}$ | $1{,}026 \cdot 10^9$ |
| *ThC'* | 8,168 | $2{,}054 \cdot 10^9$ | $1{,}0609 \cdot 10^{27}$ | $1{,}020 \cdot 10^9$ |
| *Po* | 3,67 | $1{,}593 \cdot 10^9$ | $1{,}1015 \cdot 10^{27}$ | $1{,}032 \cdot 10^9$. |

Zur Benützung wird empfohlen:

$$\underline{a_0 = 1{,}08 \cdot 10^{27}}; \qquad \underline{a_0^{1/3} = 1{,}026 \cdot 10^9},$$

was nur wenig von der bisher angenommenen Konstanten (M. Sch. S. 629) für[1]) $R_0 = 6{,}60$ und[2]) $v = 1{,}922 \cdot 10^9$

$$a_0 = 1{,}0758 \cdot 10^{27} \qquad a_0^{1/3} = 1{,}0246 \cdot 10^9$$

abweicht.

1) Der Basiswert $R_0 = 6{,}600$ cm Luft war als Mittelwert aus dem Wert von G. H. Henderson, Phil. Mag. (6) **42**, 538, 1921 ..... 6,592
und von H. Geiger, Zeitschr.f.Phys. **8**, 45, 1921 6,608
Mittel: 6,600
gewählt worden. Zu $R_0 = 6{,}600$ gehört $R_{15} = 6{,}96_3$ cm.

2) Vgl. hierzu: E. Rutherford, J. Chadwick und C. D. Ellis, Lit. (9) p. 86.

## II. Einheiten.

Die Angabe des Radiumgehaltes erfolgt gewichtsmäßig in g oder mg, bezogen auf den Gehalt an Radium-Element, unabhängig von der Art der chemischen Verbindung. Es ist jedoch immer erwünscht, auch das Gesamtgewicht und die Natur der Verbindung zu erfahren, damit über die Konzentration Klarheit herrsche.

Radon (Radium-Emanation).

„1 Curie" ist die Gleichgewichtsmenge *Rn* zu 1 g *Ra* (Brüsseler Beschluß 1910).

1 Curie entspricht 0,66 $mm^3$ *Rn* bei 0° und 760 mm *Hg*.

1 Curie emittiert (allein, ohne seine Zerfallsprodukte) $3{,}7 \cdot 10^{10}$ $\alpha$-Teilchen/sec.

1 Curie vermag (allein ohne seine Zerfallsprodukte) bei voller Ausnützung seiner $\alpha$-Strahlen einen Sättigungsstrom von $2{,}75 \cdot 10^6$ stat. Einh. (0,92 Milliampere) zu unterhalten.

Unterteilungen sind „Millicurie, Mikrocurie" usw.

Für den *Rn*-Gehalt von Gewässern und Gasen wird oft „1 Millimikrocurie" $= 10^{-9}$ Curie als Einheit herangezogen.

„1 Eman" $= 10^{-10}$ Curie pro Liter ($10^{-13}$ Curie/$cm^3$) ist eine für Quellwässer, Quellgase, Bäder, Emanatorien, für den *Rn*-Gehalt in der Atmosphäre und dergleichen als Konzentrationseinheit seit 1921 eingeführte Bezeichnung.

„1 Mache-Einheit" (1 M.E.) ist eine Konzentrationseinheit und wird bezogen auf den *Rn*-Gehalt in 1 Liter Wasser oder Gas usw. Sie entspricht derjenigen Menge Emanation, die allein, ohne ihre Zerfallsprodukte, bei vollständiger Ausnützung ihrer Strahlung durch Ionisation einen Sättigungsstrom von $10^{-3}$ stat. Einh. zu unterhalten vermag.

1 M.E. entspricht $3{,}64 \cdot 10^{-10}$ Curie im Liter bzw. 3,64 Eman.

(Zur radioaktiven Definition einer Quelle ist unbedingt die Angabe der Ergiebigkeit erforderlich; auch soll die Temperatur und deren Konstanz mitgeteilt und womöglich der *Ra-*, *Th-*, *U-*Gehalt ermittelt werden.)

Es wird empfohlen, den Begriff „1 Curie" auszudehnen auf die Gleichgewichtsmenge irgendwelcher Zerfallsprodukte der Radiumfamilie (bezogen auf 1 g *Ra*).

Obige Bezeichnung „1 Curie" müßte dann für Radiumemanation als „1 Curie *Rn*" geschrieben werden.

Die Kommission ist nicht für eine Ausdehnung des Begriffes „Curie" auf andere, der *U-Ra*-Familie nicht angehörige Stoffe.

Anderseits wird zur Angabe der Menge eines beliebigen radioaktiven Stoffes als Einheit deren Äquivalent zur Gewichtseinheit von

Radium, gemessen durch die Strahlungswirkungen oder durch die Zahl der pro sec zerfallenden Atome, benützt.

In letzterem Sinn kann definiert werden:

1 mg Radiumäquivalent gibt diejenige Menge einer beliebigen radioaktiven Substanz an, für welche die Zahl der pro Zeiteinheit zerfallenden Atome dieselbe ist, wie für 1 mg Radium ($= 3{,}7 \cdot 10^7$ zerfallende Atome pro Sekunde).

Da jedoch die Feststellung der Anzahl der pro Sekunde zerfallenden Atome experimentell nur selten direkt erfolgen kann, diese Zahl vielmehr häufig indirekt aus Strahlungswirkungen ermittelt wird, sei im Speziellen für die zur Auswertung nötigen Konstanten angegeben:

Polonium.

„1 Curie *Po*", das ist das Äquivalent zu 1 g *Ra*, entsendet pro sec $3{,}7 \cdot 10^{10}$ $\alpha$-Teilchen.

„1 Curie *Po*", das ist die Gleichgewichtsmenge zu 1 g *Ra*, entspricht gewichtsmäßig $2{,}24 \cdot 10^{-4}$ g *Po*.

(Die Angabe kann hier also auch in absoluten Masseneinheiten erfolgen.)

Diejenige Menge, deren nach einer Seite hin gerichtete Strahlung durch ihre Ionisation einen Sättigungsstrom von 1 stat. Einh. erzeugt, entspricht $1{,}68 \cdot 10^{-10}$ g *Po* oder $0{,}75 \cdot 10^{-6}$ Curie *Po*.

1 Curie *Po* würde bei allseitiger Ausnützung seiner Strahlung $2{,}66 \cdot 10^6$ stat. Einh. liefern; 1 Mikrocurie *Po* einseitig von einer Unterlage aus 1,33 stat. Einh.

Mesothor.

„1 mg Mesothor" bedeutet heute zumeist das $\gamma$-Äquivalent zu 1 mg *Ra*—*RaC*, verglichen nach Absorption der $\gamma$-Strahlung durch 5 mm Blei. Diese Definition ist aus vielen Gründen (Abhängigkeit vom Alter des Präparates und von der Versuchsanordnung, vgl. hierzu Meyer-Schweidler, 1927, S. 496/497) ungenau und anfechtbar.

Alle Angaben über Gehalte an *Ra*, *Rn*, *MsTh*, *RdTh*, *Po* usw. müssen natürlich genau datiert sein.

## III. Radioaktive Konstanten.

Allgemeine Vorbemerkungen:

Zu *UI* ist zu bemerken, daß die Berechnung auf Grund der Annahmen: $Z = 3{,}70 \cdot 10^{10}$ $\alpha$/sec; $RaU = 3{,}40 \cdot 10^{-7}$; $L = 6{,}064 \cdot 10^{23}$ durchgeführt und auf die Abzweigung der *Ac*-Reihe keine Rücksicht genommen ist. Diese hängt zu stark von den Annahmen über $T$ von *AcU* ab, als daß eine Korrektur hier derzeit viel Sinn hätte. Jedenfalls sind aber dann die Werte für $T$ und $\tau$ obere, für $\lambda$ untere Grenzwerte.

Zu $UX_1$ ist der niedrigere Wert ($T = 23{,}8$ *d*) (1) neben dem von der Kommission bevorzugten erwähnt.

In der Tabelle für $R$, $v$, $k$ (Reichweiten, Geschwindigkeiten, Ionenerzeugung) sind die direkt beobachteten Werte mit + angeführt. Die Berechnung der übrigen Werte für $v$ und $k$ mit den Basiswerten ++ erfolgte mit den Angaben für $k_0$ und $a_0$ auf Seite 572.

*UII* ergibt nach den Reichweiten von Laurence unwahrscheinlich kleine Werte für $T$ (5).

Die direkte Bestimmung (50) liefert $T = 3{,}4 \cdot 10^5 a$ in guter Übereinstimmung mit den Reichweitenberechnungen von Hoffmann-Ziegert (42).

Es wird vorgeschlagen $3 \cdot 10^5$ *a* zu wählen.

*Rn*. Die beiden besten Bestimmungen der letzten Zeit, W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **16**, 226, 1923; mit $T = 3{,}825 \pm 0{,}003$ *d* und I. Curie und C. Chamié, C. R. **178**, 1808, 1924; J. de phys. (6), **5**, 328, 1924; mit $T = 3{,}823 \pm 0{,}002$ *d* unterscheiden sich nur mehr innerhalb der Versuchsfehlergrenzen.

In den Stunden des ersten Tages des *Rn*-Zerfalles ist der Unterschied in der vierten Dezimale noch nicht merklich.

Für $T = 3{,}823$ *d* existieren ausführliche Tabellen von M. Chamié, M. Cailliet und G. Fournier (Paris, Gauthier-Villars, 1930).

Für *RaE* schlagen Frau Prof. M. Curie sowie Frau I. Joliot-Curie $T = 4{,}9$ *d* vor.

Für Radium *E*

| | |
|---|---|
| galt früher: 4,85 Tage<br>L. Bastings, Phil. Mag. **48**, 1075, 1924, 4,985 Tage.<br>G. Fournier, C. R. **181**, 502, 1925 4,86 Tage<br>L. F. Curtiss, Phys. Rev. **27**, 672 1926, 5,07 Tage<br>**30**, 539, 1927, 4,975 Tage<br>I. P. Mc Hutchison, J. Phys. Chem. **30**, 925, 1926, 4,87 Tage. | Der Mittelwert wäre 4,93. Angegeben werden die beiden Werte $T = 5{,}0$ und $T = 4{,}9$ d. |

Zu *RaC'* vgl. Lit. Nr. (15), (16), (16a).

Für *ThC'* berechnete M. Curie aus dem Geiger-Nuttallschen Gesetze neuerdings

$$\lambda = \text{etwa } 10^{-9} \text{ sec}^{-1}.$$

Im Hinblick auf die große Unsicherheit, die diesen Angaben anhaftet, wird anderseits von O. Hahn und L. Meitner vorgeschlagen, sich hier damit zu begnügen für $T$ von *ThC'* zu sagen: $< 10^{-6}$ sec.

Betreffs *AcC''* weist Prof. A. F. Kovarik darauf hin, daß $T = 4{,}71$ m aus 150 Kurven gefunden sei, gegenüber bloß 9 Kurven bei Albrecht, die $T = 4{,}76$ m ergaben; es wurden beide Werte in die Tabellen aufgenommen.

## Uran-Familie.

A. G. = praktisches Atomgewicht; P. Z. = Protonenzahl; O. Z. = Ordnungszahl; a = Jahre; d = Tage; h = Stunden; m = Minuten; s = Sekunden; $T$ = Halbwertszeit; $\tau$ = mittlere Lebensdauer; $\lambda$ = Zerfallswahrscheinlichkeit. In { } zuweilen noch benützte frühere Angaben.

| Substanz | A.G. O.Z. P.Z. | $T$ | $\lambda$ | $\tau$ | Literatur |
|---|---|---|---|---|---|
| Uran *I*<br>*UI* | 238,14<br>92<br>238 | $4{,}4 \cdot 10^9$ a<br>$1{,}4 \cdot 10^{17}$ s | $1{,}6 \cdot 10^{-10}\,a^{-1}$<br>$5{,}0 \cdot 10^{-18}\,s^{-1}$ | $6{,}3 \cdot 10^9$ a<br>$2{,}0 \cdot 10^{17}$ s | Vgl. Vorbemerkung |
| Uran $X_1$<br>$UX_1$ | ...<br>90<br>234 | 24,5 d<br>$2{,}12 \cdot 10^6$ s<br>{ 23,8 d<br>{ $2{,}06 \cdot 10^6$ s | $2{,}83 \cdot 10^{-2}\,d^{-1}$<br>$3{,}28 \cdot 10^{-7}\,s^{-1}$<br>$2{,}90 \cdot 10^{-2}\,d^{-1}$<br>$3{,}37 \cdot 10^{-7}\,s^{-1}$ | $35 \cdot 4$ d<br>$3{,}05 \cdot 10^6$ s<br>34,4 d<br>$2{,}97 \cdot 10^6$ s | 51<br>1 |
| Uran $X_2$<br>$UX_2$<br>(Brevium)<br>etwa 99,65 Proz. | ...<br>91<br>234 | 1,14 m<br>68,4 s | $0{,}61\,m^{-1}$<br>$1{,}01 \cdot 10^{-2}\,s^{-1}$ | 1,64 m<br>98 · 7 s | (51) (3a)<br>2, 3 |
| Uran $Z$<br>$UZ$<br>etwa 3,5‰ | ...<br>91<br>234 | 6,7 h<br>$2{,}4 \cdot 10^4$ s | $0{,}103\,h^{-1}$<br>$2{,}87 \cdot 10^{-5}\,s^{-1}$ | 9,7 h<br>$3{,}5 \cdot 10^4$ s | |
| Uran *II*<br>*UII* | ...<br>92<br>234 | $3 \cdot 10^5$ a<br>$9{,}4 \cdot 10^{12}$ s | $2{,}3 \cdot 10^{-6}\,a^{-1}$<br>$7{,}4 \cdot 10^{-14}\,s^{-1}$ | $4{,}3 \cdot 10^5$ a<br>$1{,}4 \cdot 10^{13}$ s | 4, 5 |
| Uran *Y*<br>*UY*<br>etwa 3 Proz. | ...<br>90<br>231 oder 230 | 24,6 h<br>1,03 d<br>$8{,}88 \cdot 10^4$ s | $2{,}82 \cdot 10^{-2}\,h^{-1}$<br>$0{,}675\,d^{-1}$<br>$7{,}81 \cdot 10^{-6}\,s^{-1}$ | 35,5 h<br>1,48 d<br>$1{,}28 \cdot 10^5$ s | |

## Ionium-Radium-Familie.

| Substanz | A.G. O.Z. P.Z. | $T$ | $\lambda$ | $\tau$ | Literatur |
|---|---|---|---|---|---|
| Ionium<br>*Io* | ...<br>90<br>230 | $8{,}3 \cdot 10^4$ a<br>$2{,}6 \cdot 10^{12}$ s | $8{,}3 \cdot 10^{-6}\,a^{-1}$<br>$2{,}6 \cdot 10^{-13}\,s^{-1}$ | $1{,}2 \cdot 10^5$ a<br>$3{,}8 \cdot 10^{12}$ s | 7, 8, 8a |
| Radium<br>*Ra* | ...<br>88<br>226 | 1590 a<br>$5{,}02 \cdot 10^{10}$ s | $4{,}36 \cdot 10^{-4}\,a^{-1}$<br>$1{,}38 \cdot 10^{-11}\,s^{-1}$ | 2295 a<br>$7{,}24 \cdot 10^{10}$ s | 9 |
| Radon<br>*Rn* | ...<br>86<br>222 | 3,825 d<br>$3{,}305 \cdot 10^5$ s<br>oder 3,823 d<br>$3{,}303 \cdot 10^5$ s | $0{,}1812\,d^{-1}$<br>$2{,}097 \cdot 10^{-6}\,s^{-1}$<br>$0{,}1813\,d^{-1}$<br>$2{,}098 \cdot 10^{-6}\,s^{-1}$ | 5,518 d<br>$4{,}768 \cdot 10^5$ s<br>5,515 d<br>$4{,}765 \cdot 10^5$ s | 10<br>vgl. Vorbemerkung |
| Radium *A*<br>*RaA* | ...<br>84<br>218 | 3,05 m<br>183 s | $0{,}227\,m^{-1}$<br>$3{,}78 \cdot 10^{-3}\,s^{-1}$ | 4,40 m<br>264 s | 11, 51 |
| Radium *B*<br>*RaB* | ...<br>82<br>214 | 26,8 m<br>$1{,}61 \cdot 10^3$ s | $2{,}59 \cdot 10^{-2}\,m^{-1}$<br>$4{,}31 \cdot 10^{-4}\,s^{-1}$ | 38,7 m<br>$2{,}32 \cdot 10^3$ s | |
| Radium *C*<br>*RaC* | ...<br>83<br>214 | 19,7 m<br>$1{,}18 \cdot 10^3$ s | $3{,}51 \cdot 10^{-2}\,m^{-1}$<br>$5{,}86 \cdot 10^{-4}\,s^{-1}$ | 28,5 m<br>$1{,}71 \cdot 10^3$ s | 12 |
| Radium *C'* *RaC'*<br>99,96 Proz.<br>(99,97 Proz.) | ...<br>84<br>214 | etwa $10^{-6}$ s | $10^6\,s^{-1}$ | $10^{-6}$ s | 13, 14<br>15, 16<br>16a |

## Ionium-Radium-Familie. (Fortsetzung.)

| Substanz | A.G. O.Z. P.Z. | $T$ | $\lambda$ | $\tau$ | Literatur |
|---|---|---|---|---|---|
| Radium C'' *RaC''*<br>0,04 Proz.<br>(0,03 Proz.) | ...<br>81<br>210 | 1,32 m<br>79,2 s | $0{,}525\ m^{-1}$<br>$8{,}7 \cdot 10^{-3}\ s^{-1}$ | 1,9 m<br>115 s | 17 |
| Radium *D*<br>*RaD* | ...<br>82<br>210 | 22a<br>$6{,}94 \cdot 10^{8}$ s | $0{,}0315\ a^{-1}$<br>$1{,}00 \cdot 10^{-9}\ s^{-1}$ | 31,7 a<br>$1{,}00 \cdot 10^{9}$ s | 18, 19, 20 |
| Radium *E*<br>*RaE* | ...<br>83<br>210 | 5,0 d<br>$4{,}32 \cdot 10^{5}$ s<br>oder 4,9 d<br>$4{,}26 \cdot 10^{5}$ s | $0{,}139\ d^{-1}$<br>$1{,}61 \cdot 10^{-6}\ s^{-1}$<br>$0{,}141\ d^{-1}$<br>$1{,}63 \cdot 10^{-6}\ s^{-1}$ | 7,2 d<br>$6{,}22 \cdot 10^{5}$ s<br>7,07 d<br>$6{,}13 \cdot 10^{5}$ s | 21 |
| Radium *F*<br>Polonium<br>*RaF* (*Po*) | ...<br>84<br>210 | 140d<br>$1{,}21 \cdot 10^{7}$ s | $4{,}95 \cdot 10^{-3}\ d^{-1}$<br>$5{,}73 \cdot 10^{-8}\ s^{-1}$ | 202 d<br>$1{,}75 \cdot 10^{7}$ s | 22, 23 |
| Radium *G*<br>Uranblei<br>*RaG* | 206, 016 (?)<br>82<br>206 | | | | |

## Actinium-Familie.

| Substanz | A.G. O.Z. P.Z. | $T$ | $\lambda$ | $\tau$ | Literatur |
|---|---|---|---|---|---|
| Actinuran (?) *AcU* | | etwa $10^{8}$ bis $10^{9}$ a | | | 24, 24a, 24b |
| Uran *Y* siehe Uranfamilie | | | | | |
| Protactinium<br>*Pa* | ...<br>91<br>231 | $3{,}2 \cdot 10^{4}$ a<br>$1{,}01 \cdot 10^{12}$ s | $2{,}17 \cdot 10^{-5}\ a^{-1}$<br>$6{,}86 \cdot 10^{-13}\ s^{-1}$ | $4{,}6 \cdot 10^{4}$ a<br>$1{,}46 \cdot 10^{12}$ s | 25 |
| Actinium<br>*Ac* | ...<br>89<br>227 | 13,5 a<br>$4{,}23 \cdot 10^{8}$ s<br>20 a<br>$6{,}3 \cdot 10^{8}$ s | $5{,}15 \cdot 10^{-2}\ a^{-1}$<br>$1{,}63 \cdot 10^{-9}\ s^{-1}$<br>$3{,}4 \cdot 10^{-2}\ a^{-1}$<br>$1{,}1 \cdot 10^{-9}\ s^{-1}$ | 19,4 a<br>$6{,}12 \cdot 10^{8}$ s<br>29 a<br>$9{,}2 \cdot 10^{8}$ s | 26 |
| Radioactinium<br>*RdAc* | ...<br>90<br>227 | 18,9 d<br>$1{,}63 \cdot 10^{6}$ s | $3{,}66 \cdot 10^{-2}\ d^{-1}$<br>$4{,}24 \cdot 10^{-7}\ s^{-1}$ | 27,3 d<br>$2{,}36 \cdot 10^{6}$ s | 27, 28 |
| Actinium *X*<br>*AcX* | ...<br>88<br>223 | 11,2 d<br>$9{,}7 \cdot 10^{5}$ s<br>11,4 d<br>oder $9{,}85 \cdot 10^{5}$ s | $6{,}17 \cdot 10^{-2}\ d^{-1}$<br>$7{,}14 \cdot 10^{-7}\ s^{-1}$<br>$6{,}08 \cdot 10^{-2}\ d^{-1}$<br>$7{,}06 \cdot 10^{-7}\ s^{-1}$ | 16,2 d<br>$1{,}40 \cdot 10^{6}$ s<br>16,4 d<br>$1{,}42 \cdot 10^{6}$ s | 27, 51 |
| Actinon<br>*An* | ...<br>86<br>219 | 3,92 s | $0{,}177\ s^{-1}$ | 5,66 s | 29, 51 |
| Actinium *A*<br>*AcA* | ...<br>84<br>215 | $2 \cdot 10^{-3}$ s | $347\ s^{-1}$ | $2{,}88 \cdot 10^{-3}$ s | 30 |
| Actinium *B*<br>*AcB* | ...<br>82<br>211 | 36,0 m<br>$2{,}16 \cdot 10^{3}$ s | $1{,}93 \cdot 10^{-2}\ m^{-1}$<br>$3{,}21 \cdot 10^{-4}\ s^{-1}$ | 51,9 m<br>$3{,}12 \cdot 10^{3}$ s | 31 |
| Actinium *C*<br>*AcC* | ...<br>83<br>211 | 2,16 m<br>130 s | $0{,}321\ m^{-1}$<br>$5{,}35 \cdot 10^{-3}\ s^{-1}$ | 3,12 m<br>187 s | 27 |

Actinium-Familie. (Fortsetzung.)

| Substanz | A.G. O.Z. P.Z. | $T$ | $\lambda$ | $\tau$ | Literatur |
|---|---|---|---|---|---|
| Actinium $C'$<br>$AcC'$<br>0,32 Proz. | ...<br>84<br>211 | etwa $5 \cdot 10^{-3}$ s | etwa 140 $s^{-1}$ | etwa $7 \cdot 10^{-3}$ s | |
| Actinium $C''$<br>$AcC''$<br>99,68 Proz. | ...<br>81<br>207 | 4,76 m<br>286 s<br>oder 4,71 m<br>283 s | 0,145 $m^{-1}$<br>$2{,}43 \cdot 10^{-3}$ $s^{-1}$<br>0,146 $m^{-1}$<br>$2{,}44 \cdot 10^{-3}$ $s^{-1}$ | 6,87 m<br>412 s<br>6,83 m<br>410 s | 32 |
| Actinium $D$<br>Actiniumblei<br>$Pb^{207}$<br>$AcD$ | ...<br>207,016 (?)<br>82<br>207 | | | | |

Thorium-Familie.

| Substanz | A.G. O.Z. P.Z. | $T$ | $\lambda$ | $\tau$ | Literatur |
|---|---|---|---|---|---|
| Thorium<br>$Th$ | 232,12<br>90<br>232 | $1{,}8 \cdot 10^{10}$ a<br>$5{,}6 \cdot 10^{17}$ s | $4{,}0 \cdot 10^{-11}$ $a^{-1}$<br>$1{,}2 \cdot 10^{-18}$ $s^{-1}$ | $2{,}5 \cdot 10^{10}$ a<br>$8{,}0 \cdot 10^{17}$ s | 33 |
| Mesothor 1<br>$MsTh_1$ | ...<br>88<br>288 | 6,7 a<br>$2{,}1 \cdot 10^{8}$ s | 0,103 $a^{-1}$<br>$3{,}26 \cdot 10^{-9}$ $s^{-1}$ | 9,7 a<br>$3{,}05 \cdot 10^{8}$ s | |
| Mesothor 2<br>$MsTh_2$ | ...<br>89<br>228 | 6,13 h<br>$2{,}21 \cdot 10^{4}$ s | 0,113 $h^{-1}$<br>$3{,}14 \cdot 10^{-5}$ $s^{-1}$ | 8,84 h<br>$3{,}18 \cdot 10^{4}$ s | 34 |
| Radiothor<br>$RdTh$ | ...<br>90<br>228 | 1,90 a<br>$6{,}0 \cdot 10^{7}$ s | 0,365 $a^{-1}$<br>$1{,}16 \cdot 10^{-8}$ $s^{-1}$ | 2,74 a<br>$8{,}65 \cdot 10^{7}$ s | 35 |
| Thor $X$<br>$ThX$ | ...<br>88<br>224 | 3,64 d<br>$3{,}14 \cdot 10^{5}$ s | 0,190 $d^{-1}$<br>$2{,}20 \cdot 10^{-6}$ $s^{-1}$ | 5,25 d<br>$4{,}54 \cdot 10^{5}$ s | |
| Thoron<br>$Tn$ | ...<br>86<br>220 | 54,5 s | $1{,}27 \cdot 10^{-2}$ $s^{-1}$ | 78,7 s | 36 |
| Thor $A$<br>$ThA$ | ...<br>84<br>216 | 0,14 s | 4,95 $s^{-1}$ | 0,20 s | 37 |
| Thor $B$<br>$ThB$ | ...<br>82<br>212 | 10,6 h<br>$3{,}82 \cdot 10^{4}$ s | $6{,}54 \cdot 10^{-2}$ $h^{-1}$<br>$1{,}82 \cdot 10^{-5}$ $s^{-1}$ | 15,3 h<br>$5{,}51 \cdot 10^{4}$ s | |
| Thor $C$<br>$ThC$ | ...<br>83<br>212 | 60,5 m<br>$3{,}63 \cdot 10^{3}$ s | $1{,}15 \cdot 10^{-2}$ $m^{-1}$<br>$1{,}91 \cdot 10^{-4}$ $s^{-1}$ | 87,3 m<br>$5{,}24 \cdot 10^{3}$ s | 38 |
| Thor $C'$ $ThC'$<br>65 Proz.<br>(65,7 Proz.) | ...<br>84<br>212 | $10^{-9}$ ?? s<br>oder $< 10^{-6}$ s | $10^{9}$ $s^{-1}$ ?<br>$> 10^{6-1}$ s | $10^{-9}$ s ??<br>$< 10^{-6}$ s | 40 |
| Thor $C''$ $ThC''$<br>35 Proz.<br>(34,3 Proz.) | ...<br>81<br>208 | 3,1 m<br>186 s | $2{,}24 \cdot 10^{-1}$ $m^{-1}$<br>$3{,}73 \cdot 10^{-3}$ $s^{-1}$ | 4,47 m<br>286,3 s | 39, 40 |
| Thor $D$<br>Thorblei<br>$Pb^{208}$<br>$ThD$ | 208,016 (?)<br>82<br>208 | | | | |

*U-Ra-Ac*-Reihe.

Gleichgewichts-Mengenverhältnisse.

*M* in Gewichtseinheiten.

| Substanz | *T* | für *Ra* = 1 | für *UI* = 1 |
|---|---|---|---|
| *UI* | $1{,}39 \cdot 10^{17}$ s | $2{,}94 \cdot 10^{6}$ | 1,00 |
| *$UX_1$* | $2{,}12 \cdot 10^{6}$ | $4{,}4 \cdot 10^{-5}$ | $1{,}5 \cdot 10^{-11}$ |
| | $(2{,}06) \cdot 10^{6}$ | $(4{,}3) \cdot 10^{-5}$ | |
| 99,65 Proz. *$UX_2$* | 68,4 | $1{,}4 \cdot 10^{-9}$ | $5 \cdot 10^{-16}$ |
| 0,35 Proz. *UZ* | $2{,}4 \cdot 10^{4}$ | $1{,}7 \cdot 10^{-8}$ | $6 \cdot 10^{-16}$ |
| *UII* | $9{,}4 \cdot 10^{12}$ | $2{,}0 \cdot 10^{2}$ | $6{,}7 \cdot 10^{-5}$ |
| 3 Proz. *UY* | $8{,}88 \cdot 10^{4}$ | $5{,}6 \cdot 10^{-8}$ | $1{,}9 \cdot 10^{-14}$ |
| 97 Proz. *Io* | $2{,}6 \cdot 10^{12}$ s | 52,7 | |
| *Ra* | $5{,}02 \cdot 10^{10}$ | 1,00 | |
| *Rn* | $3{,}303 \cdot 10^{5}$ | $6{,}47 \cdot 10^{-6}$ | |
| *RaA* | 183 | $3{,}52 \cdot 10^{-9}$ | |
| *RaB* | $1{,}61 \cdot 10^{3}$ | $3{,}04 \cdot 10^{-8}$ | |
| *RaC* | $1{,}18 \cdot 10^{3}$ | $2{,}23 \cdot 10^{-8}$ | |
| 99,96 Proz. *RaC'* | ca. $10^{-6}$ | ca. $2 \cdot 10^{-19}$ | |
| 0,04 Proz. *RaC''* | 79,2 | $6 \cdot 10^{-13}$ | |
| *RaD* | $6{,}94 \cdot 10^{8}$ | $1{,}28 \cdot 10^{-2}$ | |
| *RaE* | $4{,}26 \cdot 10^{5}$ (4,9d) | $7{,}9 \cdot 10^{-6}$ | |
| | $4{,}32 \cdot 10^{5}$ (5,0d) | $8{,}0 \cdot 10^{-6}$ | |
| *Po* = *RaF* | $1{,}21 \cdot 10^{7}$ | $2{,}24 \cdot 10^{-4}$ | |

*M* für *Ra* = 1 bei 3 Proz. Abzweigungsverhältnis:

| | | |
|---|---|---|
| *Pa* | $1{,}01 \cdot 10^{12}$ s | 0,62 |
| *Ac* | $4{,}23 \cdot 10^{8}$ | $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ |
| | $(6{,}3 \cdot 10^{8})$, (20 a) | $(3{,}7 \cdot 10^{-4})$ |
| *RdAc* | $1{,}63 \cdot 10^{6}$ | $9{,}8 \cdot 10^{-7}$ |
| *AcX* | $9{,}7 \cdot 10^{5}$ | $5{,}8 \cdot 10^{-7}$ |
| *An* | 3,92 | $2{,}27 \cdot 10^{-12}$ |
| *AcA* | $2 \cdot 10^{-3}$ | $1{,}14 \cdot 10^{-15}$ |
| *AcB* | $2{,}16 \cdot 10^{-3}$ | $1{,}21 \cdot 10^{-9}$ |
| *AcC* | 130 | $7{,}2 \cdot 10^{-11}$ |
| 0,32 Proz. *AcC'* | etwa $10^{-3}$ | etwa $2 \cdot 10^{-18}$ |
| 99,68 Proz. *AcC''* | 286 | $1{,}57 \cdot 10^{-10}$ |
| | (283) | $1{,}55 \cdot 10^{-10}$ |

*Th*-Reihe.

Gleichgewichts-Mengenverhältnisse.

*M* in Gewichtseinheiten.

| Substanz | *T* | für *Th* = 1 | für *$MsTh_1$* = 1 |
|---|---|---|---|
| *Th* | $5{,}6 \cdot 10^{17}$ s | 1,00 | $2{,}7 \cdot 10^{9}$ |
| *$MsTh_1$* | $2{,}1 \cdot 10^{8}$ | $3{,}68 \cdot 10^{-10}$ | 1,00 |
| *$MsTh_2$* | $2{,}21 \cdot 10^{4}$ | $3{,}88 \cdot 10^{-14}$ | $1{,}05 \cdot 10^{-4}$ |
| *RdTh* | $6{,}0 \cdot 10^{7}$ | $1{,}05 \cdot 10^{-10}$ | 0,286 |
| *ThX* | $3{,}14 \cdot 10^{5}$ | $5{,}41 \cdot 10^{-13}$ | $1{,}47 \cdot 10^{-3}$ |
| *Tn* | 54,5 | $9{,}23 \cdot 10^{-17}$ | $2{,}50 \cdot 10^{-7}$ |
| *ThA* | 0,14 | $2{,}32 \cdot 10^{-19}$ | $6{,}31 \cdot 10^{-10}$ |
| *ThB* | $3{,}82 \cdot 10^{4}$ | $6{,}23 \cdot 10^{-14}$ | $1{,}69 \cdot 10^{-4}$ |
| *ThC* | $3{,}63 \cdot 10^{3}$ | $5{,}92 \cdot 10^{-15}$ | $1{,}61 \cdot 10^{-5}$ |
| 65 Proz. *ThC'* | ca. $10^{-9}$ | ca. $10^{-27}$ | etwa $3 \cdot 10^{-18}$ |
| | oder $< 10^{-6}$ | $< 10^{-24}$ | $< 3 \cdot 10^{-15}$ |
| 35 Proz. *ThC''* | 186 | $1{,}04 \cdot 10^{-16}$ | $2{,}83 \cdot 10^{-7}$ |

## Vorbemerkung zu „Reichweiten" und „Ionenerzeugung".

Wie ein Vergleich der Resultate der verschiedenen Forscher zeigt, sind die Reichweiten nicht hinlänglich scharf definiert, als daß die Angabe der Werte auf drei Dezimalen gesichert wäre. Es wird daher vorgeschlagen, sich auf zwei Dezimalen zu beschränken.

Im allgemeinen werden die Werte von H. Geiger, Zeitschr. f. Phys. **8**, 45, 1921, ergänzt

durch diejenigen von G. H. Henderson, Phil. Mag. (6), **42**, 538, 1921 und die neueren Werte [Lit. (41) und folgende] verwendet.

Zu *UII* vgl. die Bemerkung S. 573. Es wird vorgeschlagen für *UI* und *UII* beide dort erwähnten Werte anzuführen.

Betreffs *RaC'* stellen Frau Prof. M. Curie und I. Joliot-Curie zusammen:

| | $R$ bei 15° |
|---|---|
| H. Geiger, Zeitschr. f. Phys. **8**, 45, 1921 | 6,971 |
| G. H. Henderson, Phil. Mag. **42**, 538, 1921 | 6,953 |
| I. Curie u. F. Bêhounek, J. de Phys. et Rad. **7**, 125, 1926 | 6,96 |
| G. J. Harper u. E. Salaman, Proc. Roy. Soc. **127**, 175, 1930 | 6,94 |

wonach 6,95 oder 6,96 cm zur Wahl empfohlen werden.

Da der bisher gültige Basiswert für *RaC'* (vgl. S. 572) als Mittel der Werte von Geiger und Henderson $R_0 = 6{,}600$ bzw. $R_{15} = 6{,}963$ war, scheint es empfehlenswert, diesen beizubehalten und $R_{15}$ nach obiger Alternative mit 6,96 einzusetzen.

Über die Reichweite von *ThC* besteht noch keine Einigkeit.

Es wird vorgeschlagen, hier die beiden Werte $R_{15} = 4{,}78$ und 4,72 anzugeben.

Zur Diskussion über die Reichweiten vgl. insbesondere die Messungen S. Rosenblum, C. R. **190**, 1124, 1930 und die Ausführungen bei E. Rutherford, J. Chadwick und C. D. Ellis (51), S. 82ff. und die Tabelle S. 86.

Begnügt man sich für die Angaben der Geschwindigkeiten mit zwei Dezimalen, so genügt die Beziehung $v^3 = aR$ für die normalen Reichweiten mit hinlänglicher Sicherheit.

Bezüglich der Ionenerzeugung gelte als Basiswert der Wert für *RaC'* $k = 2{,}2 \cdot 10^5$ (vgl. hierzu S. 572).

Für die Geschwindigkeit von *ThC* wählen E. Rutherford, J. Chadwick und C. D. Ellis (51) $1{,}701 \cdot 10^9$ cm/sec, während Frau Prof. M. Curie und I. Joliot-Curie $1{,}698 \cdot 10^9$ cm/sec vorschlagen.

Literatur zu Zerfallskonstanten und Reichweiten.

Ältere Literatur bis 1926 siehe Meyer-Schweidler, Radioaktivität 1927 (zitiert als M.-Sch.)

1) G. Kirsch, Mitt. Ra-Inst. 127, Wien. Ber. IIa, **129**, 309, 1920, M.-Sch. S. 377.

Reichweiten bei 0° und 760 mm *Hg* in Luft ($R_0$) bei 15° C $R_{15}$, Geschwindigkeit ($v$) und Ionenerzeugung ($k$).

| | $R_0$ | $R_{15}$ | $v$ | $k$ | Literatur |
|---|---|---|---|---|---|
| *UI* | 2,53 | 2,67 | $1{,}40 \cdot 10^9$ | $1{,}16 \cdot 10^{5+}$ | M. Schw. 42 |
| | 2,59 | 2,73 | 1,41 | (1,18) | 41. 51 |
| *UII* | 2,96 | 3,12 | 1,47 | 1,29+ | 42 |
| | 3,11 | 3,28 | 1,50 | (1,33) | 41, 43. 51 |
| *Io* | 3,03 | 3,19 | 1,48 | 1,31 | M. Schw. 41 |
| *Ra* | 3,21 | 3,39 | 1,51 | 1,36+ | 42 |
| *Rn* | 3,91 | 4,12 | 1,61 | 1,55 | M. Schw. |
| *RaA* | 4,48 | 4,72 | 1,69 | 1,70 | |
| *RaC* | 3,9 | 4,1 | 1,61 | 1,55 | 48a |
| *RaC'* | 6,600++ | 6,96 | 1,922++ | 2,20++ | M. Schw. |
| | (6,58) | (6,94) | | | 44. 48 |
| *Po* | 3,67 | 3,87 | 1,593+(1,58ber) | 1,49 | 45 |
| | (3,72) | (3,92) | (1,59) | (1,50) | 44. 46 |
| *Pa* | 3,48 | 3,67 | 1,55 | 1,44 | M. Schw. |
| *RdAc* | 4,43 \| | 4,68 \| | 1,68 \| | 1,69 \| | 52 |
| | und 4,11 \| | und 4,34 \| | 1,64 \| | 1,61 \| | |
| *AcX* | 4,14 | 4,37 | 1,65 | 1,61 | |
| *An* | 5,49 | 5,79 | 1,81 | 1,95 | |
| *AcA* | 6,24 | 6,58 | 1,89 | 2,12 | |
| *AcC* | 5,22 \| | 5,51 \| | 1,78 \| | 1,88 \| | 48a |
| | und 4,82 \| | und 5,09 \| | 1,73 \| | 1,79 \| | |
| *AcC'* | (?6,2?) | (?6,5?) | (1,9?) | etwa 2 | |
| *Th* | 2,5 | 2,6 | 1,39 | 1,15 | 47a |
| *RdTh* | 3,81 | 4,02 | 1,60 | 1,53 | M. Schw. |
| *ThX* | 4,13 | 4,35 | 1,64 | 1,61 | |
| *Tn* | 4,80 | 5,06 | 1,73 | 1,78 | |
| *ThA* | 5,39 | 5,68 | 1,80 | 1,92 | |
| *ThC* | 4,53 | 4,78 | (1,698) | 1,71 | M. Schw. |
| | 4,47 | 4,72 | (1,703) 1,701+ | 1,70 | 44. 48. 49 |
| *ThC'* | 8,17 | 8,62 | 2,052+ | 2,54 | M. Schw. 44. 48. 49. 51 |

2) O. Hahn u. L. Meitner, Physik. Zeitschr. **14**, 758, 1913. $T = 1{,}17$ m für $UX_2$.

3) W. G. Guy und A. S. Russell, J. chem. Soc. **123**, 2618, 1923. $T = 1{,}175$ m für $UX_2$.

3a) E. Stahel, Diss. Zürich 1922 für $UX_2$: $T = 1{,}138$ min.

4) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **28**, 729, 1927, H. Ziegert, Zeitschr. f. Phys. **46**, 668, 1928 (berechnet für $\log \lambda = -41{,}6 + 60{,}4 \log R$).

5) G. C. Laurence, Phil. Mag. (7) **5**, 1027, 1927. Berechnet wie vorstehend ergibt für $UII$ $T = 1{,}5 \cdot 10^4$ a.

6) Zu den Atomgewichten von $U$, $Ra$, $RaG$ vgl. St. Meyer, Mitt. Ra-Inst. 226, Wien. Ber. IIa **137**, 599, 1928.

7) F. Soddy, Phil. Mag. (6) **38**, 483, 1919; $\tau = 108000$ a.

7a) F. Soddy und A. F. R. Hitchins, Phil. Mag. (6) **47**, 1148, 1924, dasselbe $T$ abgerundet in $\tau = 1{,}1 \cdot 10^5$ a.

8) St. Meyer, Mitt. Ra-Inst. 88 und 121 und 158; Wien. Ber. IIa, **125**, 191, 1916; **128**, 897, 1919; **132**, 279, 1923. $\tau = 130000$ a. Mittel aus 7) und 8) $\tau = 1{,}2 \cdot 10^5$ a.

18a) M. Curie und S. Cotelle, C. R. **190**, 1289, 1930; M. Curie, J. chim. phys. **27**, 347, 1930; $\tau = 1{,}19 \cdot 10^5$ a.

9) Zu $Z = 3{,}72$, $3{,}70$, $3{,}68 \cdot 10^{10}$ gehört $T = 1582$, 1591, 1600a für Radium.

10) M.-Sch., S. 417, 418.

11) M. Blau, Mitt. Ra-Inst. 161, Wien. Ber. IIa **133**, 17, 1924.

12) P. Bracelin, Cambridge Proc. **23**, 150, 1926.

13) M.-Sch. S. 51.

14) M.-Sch. S. 466.

15) J. C. Jacobson, Phil. Mag. (6) **47**, 23, 1924 für $RaC'$ $T = 0{,}83 \cdot 10^{-6}$ sec.

16) A. W. Barton, Phil. Mag. (7) **2**, 1273, 1926 für $RaC'$ $T =$ etwa $10^{-6}$ sec.

16a) F. Joliot, C. R. **191**, 132, 1930 für $RaC'$ $T = 3 \cdot 10^{-6}$ sec.

17) E. Albrecht, Mitt. Ra-Inst. 123, Wien. Ber. IIa, **128**, 925, 1919.

18) E. Schweidler, Wien. Ber. IIa, **138**, 743, 1929.

19) M. Curie und I. Joliot-Curie, J. de phys. (6) **10**, 385, 1929.

20) I. Joliot-Curie, ebenda 388, 1929.

21) Mittelwert vgl. M.-Sch. S. 446 und dazu L. F. Curtiss, Phys. Rev. (2) **30**, 539, 1927; $T = 4{,}975$d.

22) M.-Sch. S. 453.

23) M. A. da Silva C. R. **184**, 197, 1927.

24) E. Rutherford, Nature **123**, 313, 1929. $T = 4{,}2 \cdot 10^5$ a für $AcU$.

24a) A. Holmes, Nature **126**, 348, 1930; $T$ von $AcU$ gleiche Größenordnung wie $UI$.

24b) A. F. Kovarik, Science **72**, 122, 1930; Phys. Rev. (2) **35**, 1432, 1930; $T$ von $AcU = 2{,}7 \cdot 10^5$ a.

25) A. v. Große, Ber. Chem. Ges. **61**, 233, 1928; Naturwiss. **15**, 766, 1927; Nature **120**, 621, 1927. O. Hahn u. A. v. Große, Zeitschr. f. Phys. **48**, 1, 600, 1928. $T = 21200$a. O. Hahn u. E. Walling, Naturwiss. **15**, 803, 1928; E. Walling, Diss. Berlin 1928; $T = 20760$a. A. v. Große, J. Amer. chem. Soc. **52**, 1742, 1930; $T = 3{,}2 \cdot 10^4$ a.

26) St. Meyer, Mitt. Ra-Inst. 218; Wien. Ber. IIa, **137**, 235, 1928.

27) St. Meyer u. F. Paneth, Mitt. Ra-Inst. 104; Wien. Ber. IIa, **127**, 147, 1918; M.-Schw. S. 475 und 477.

28) L. Imre, Zeitschr. anorg. Chem. **166**, 1, 1927.

29) M. Leslie, Phil. Mag. (6) **24**, 637, 1912; P. B. Perkins, ebenda **27**, 720, 1914; R. Schmid, Mitt. Ra-Inst. 103, Wien. Ber. IIa, **126**, 1065, 1917; alle drei $T = 3.92$ sec.

30) H. G. J. Moseley u. K. Fajans, Phil. Mag. (6) **22**, 629, 1911. $\lambda = 347$; H. Ikeuti, Nagaoka Festschr. Tokyo, 295, 1925; $T = 0{,}0015$ sec. M. Akiyama, C. R. **187**, 341, 1928. $T = 1{,}93 \cdot 10^{-3}$ sec.

31) M-Sch. S. 482.

32) O. Hahn-L. Meitner 1908, $T = 5{,}1$ m; A. F. Kovarik, 1911, $T = 4{,}71$; E. Albrecht 1919, $T = 4{,}76$ m; vgl. M-Sch. S. 483.

33) H. N. Mc Coy, Phys. Rev. (2) **1**, 403, 1913; $T = 1{,}78 \cdot 10^{10}$a. ; G. Kirsch, Mitt. Ra-Inst. 150, Wien. Ber. IIa, **131**, 55, 1922; Naturwiss. **11**, 372, 1923. Die dort angegebenen Werte sind überholt und von G. Kirsch nach Bleimethode und Messungen am Röhrenelektrometer verbessert aus $T = 1{,}65 \cdot 10^{10}$a in $T = 1{,}8 \cdot 10^{10}$a (Physik. Zeitschr. **31**, 1017, 1930; Naturwiss. **18**, 1054, 1930).

34) O. Hahn und O. Erbacher, Physik. Zeitschr. **27**, 531, 1926.

35) St. Meyer und F. Paneth, Mitt. Ra-Inst. 96, Wien. Ber. IIa **125**, 1253, 1916; B. Walter, Physik. Zeitschr. **18**, 584, 1917; L. Meitner, Physik. Zeitschr. **19**, 257, 1918; übereinstimmend $T = 1{,}90$a.

36) P. B. Perkins, Phil. Mag. (6) **27**, 720, 1914; R. Schmid, Mitt. Ra-Inst. 103, Wien. Ber. IIa, **126**, 1065, 1917; übereinstimmend $T = 54{,}5$ sec.

37) Moseley-Fajans, wie (30) im Text $T = 0{,}145$ sec in der Zusammenfassung $T = 0{,}14$ sec.

38) F. v. Lerch, Wien. Ber. IIa, **123**, 699, 1914; vgl. M. Sch. S. 509.

39) O. Hahn u. L. Meitner, 1909, $T = 3{,}1$ m; F. v. Lerch u. E. v. Wartburg, 1909, $T = 3{,}0$ m; E. Albrecht, 1919, $T = 3{,}2$ m; vgl. M. Sch. S. 513.

40) L. Meitner u. K. Freitag, Naturwiss. **12**, 634, 1924; Zeitschr. f. Phys. **37**, 481, **38**, 574, 1926. Abzweigungsverhältnis: 34,3 Proz. und 65,7 Proz.

41) G. C. Laurence, Trans. Nova Scotia Inst. 1927; Phil. Mag. (7) **5**, 1027, 1928.

42) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **28**, 729, 1927; H. Ziegert, Zeitschr. f. Phys. **46**, 668, 1928.

43) E. Rutherford, Phil. Mag. (7) **4**, 580, 1927.

44) G. J. Harper und E. Salaman, Proc. Soc. London (A) **127**, 175, 1930.

44a) I. Curie und F. Bèhounek, J. de phys. et le Rad. **7**, 125, 1926.

45) I. Curie, C. R. **175**, 220, 1922.

46) F. Joliot und T. Onada, J. de phys. et le Rad. **9**, 175, 1928.

47) J. L. Nickerson, Trans. Nov. Scotia Inst. **17**, 172, 1929.

47a) G. H. Henderson und J. L. Nickerson, Phys. Rev. (2) **36**, 1344, 1930.

48) G. H. Briggs, Proc. Roy. Soc. London, (A) **118**, 549, 1928.

48a) E. Rutherford, F. A. B. Ward und C. E. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. London (A) **129**, 211, 1930.

49) G. C. Laurence, Proc. Roy. Soc. London (A) **122**, 543, 1929.

50) E. Walling, Zeitschr. phys. Chem. (B) **10**, 467, 1930.

51) E. Rutherford, J. Chadwick und C. D. Ellis, Radiations from radioactive substances 1930.

52) St. Meyer, V. F. Heß u. F. Paneth, Wien. Ber. (IIa) **123**, 1459, 1914; I. Curie, C. R. **192**, 1102, 1931.

## Schwächungskoeffizienten für $\beta$- und $\gamma$-Strahlen.

$\beta$- und $\gamma$-Strahlen werden derzeit am besten durch ihre Spektren charakterisiert. Eine Anführung dieser Spektren in extenso ginge aber über den Rahmen dieser ersten von der Radium-Standard-Kommission herauszugebenden Tabellen hinaus.

Es sei verwiesen auf die Zusammenstellungen bei:

L. Meitner im Handb. d. Phys. von H. Geiger und K. Scheel, Bd. XXII, 1926.
St. Meyer und E. Schweidler, Radioaktivität, bei Teubner 1927.
K. W. F. Kohlrausch, Radioaktivität, Bd. XV. des Handb. d. Experimentalphysik von W. Wien und F. Harms, 1928.
A. F. Kovarik und L. M. Mc Keehan, Radioactivity, Bull. of the National Research Council Nr. 51, Washington 1929.
I. Joliot-Curie, Données numériques de Radioactivité, Tables annuelles de constantes et données numériques, Paris 1930.
E. Rutherford, J. Chadwick und C. D. Ellis, Radiations from radioactive substances. Cambridge, 1930.

Die „Schwächungskoeffizienten" (Absorptionskoeffizienten) ($\mu$) sind aus $J = J_0 e^{-\mu x}$ zwar mangelhaft definiert, aber sie sind für die Praxis der Messungen, sowie für die rasche Diagnose einer radioaktiven Substanz sehr wertvolle Daten. Es erscheint daher wünschenswert, sie in die Tabellen aufzunehmen und die Geschwindigkeitsgrenzen für die $\beta$-Strahlen anzugeben.

$\mu/\varrho$ ist der Massenabsorptionskoeffizient ($\varrho$ = Dichte); $D$ ist die Halbierungsdicke $0{,}69315/\mu$. Alle Angaben beziehen sich auf Aluminium als Absorbens.

### $\beta$-Strahlen.

| Substanz | Art des Zerfalles | $\mu$ in $cm^{-1}$ $Al$ | $\mu/\varrho$ | $D$ in cm $Al$ | Literatur | Magnetisches $\beta$-Spektrum: Geschwindigkeitsgrenzen in $10^{10}$ cm/sec | Magnetisches $\beta$-Spektrum: Anmerkungen | Begleitende $\gamma$-Strahlung |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $UX_1$ | $\beta$ | 460 | 170 | 0,0015 | 9 | 1,44—1,74 | 3 L. 1 Bd. | keine Kern-$\gamma$-Str. |
| $UX_2$ | $\beta$ | 18 | 6,75 | 0,038 | 9 | 2,46—2,88 | 2 Bd. | schwache Kern-$\gamma$-St. |
| $UZ$ | $\beta$ | 270 bis 36 | 100 bis 13,5 | 0,0026 bis 0,019 | 11 | ? | ? | ? |
| $Ra$ | $\alpha$ | 312 | 116 | 0,00222 | 4 | 1,56—2,04 | 3 L. | 1 Kern-$\gamma$-Linie |
| $RaB$ | $\beta$ | 890 | 330 | 0,00078 | 1 | 1,08—2,47 | 31 L. | 9 Kern-$\gamma$-Linien |
| | | 80 | 29,5; | 0 0087 | | | | |
| | | 13 | 4,84 | 0,053 | | | | |
| $RaC+C''$ | $\alpha+\beta$ | 50 | 18,5 | 0,0139 | 1 | 1,14—2,96 | 63 L. | 11 Kern-$\gamma$-Linien |
| | | 13 | 4,84 | 0,053 | | | | |
| $RaD$ | $\beta$ | 5500 | 2037 | 0,000126 | 8 | 0,96—1,20 | 5 L. | 1 Kern-$\gamma$-Linie |
| $RaE$ | $\beta$ | 45,5 | 16,9 | 0,0152 | 13 | 2,05—2,84 | 1 Bd. | schwache Kern-$\gamma$-St. |
| $UY$ | $\beta$ | etwa 300 | 110 | 0,0023 | 10 | ? | ? | ? |
| $Pa$ | $\alpha$ | 126 | 47 | 0,0055 | 14, 16 | 1,47—2,35 | 12 L. | 3 Kern-$\gamma$-Linien |
| $Ac$ | $\beta$ | ? | ? | ? | | ? | ? | ? |
| $RdAc$ | $\alpha$ | 175 | 65 | 0,004 | 14 | 0,66—2,3 | 49 L. | 10 $\gamma$-Linien |
| $AcX$ | $\alpha$ | ? | ? | ? | | 0,88—2,22 | 21 L. | 5 $\gamma$-Linien |
| $AcB$ | $\beta$ | etwa 1000 | 370 | 0,0007 | 2 | 1,49 | 1 L. ? | |
| $AcC$ / $AcC''$ | $\alpha+\beta$ / $\beta$ | 29 | 10,7 | 0,024 | 5 | 2,25—2,56 | 8 L. | 3 Kern-$\gamma$-Linien |
| $MsTh_1$ | $\beta$ | ? | ? | ? | | ? | ? | ? |
| $MsTh_2$ | $\beta$ | 40 bis 20 | 14,8 bis 7,4 | 0,018 bis 0,034 | 3 | 1,09—2,90<br>1,09—2,90 | 31 L. | 8 $\gamma$-Linien |
| $RdTh$ | $\alpha$ | 420 | 150 | 0,0017 | 6 | 1,19—1,53 | 6 L. | 2 $\gamma$-Linien |
| $ThB$ | $\beta$ | 153 | 57 | 0,0045 | 5,7 | 1,88—2,99 | 5 L. | 2 Kern-$\gamma$-Linien |
| $ThC$ / $ThC''$ | $\alpha+\beta$ / $\beta$ | 14,4<br>21,6 | 5,35<br>8,0 | 0,048<br>0,032 | 7<br>7 | 0,91—2,87 | 37 L. | 11 Kern-$\gamma$-Linien |
| $K$ | | 74 bis 49 | 27,4 bis 18 | 0,0094 bis 0,014 | 15 | | | schwache $\gamma$-Str. |
| $Rb$ | | 700 bis 190 | 260 bis 70 | 0,001 bis 0,0037 | 15, 19 | | | |
| | | 900 | 333 | 0,0077 | 12 | | | |

Die Bänder rühren von der primären (Kern)-$\beta$-Strahlung; die Linien von den Photoelektronen der $\gamma$-Strahlen her.

$\gamma$-Strahlen.

$\mu_{Al}$ ist geordnet nach der vermutlichen Herkunft der Strahlung.

| Substanz | Art des Zerfalles | $\mu_{Al}$ | | | | | Linienzahl |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | *M*-Serie | *L*-Serie | *K*-Serie | Kern | | |
| $UX_1$ | $\beta$ | — | 24 | 0,7 | — | — | 1 |
| $UX_2$ | $\beta$ | — | — | — | — | 0,14 | — |
| *Io* | $\alpha$ | 1088 | 22,7 | 0,41 | — | — | — |
| *Ra* | $\alpha$ | 354 | 16,3 | — | 0,27 | — | 1 |
| *RaB* | $\beta$ | 230 | 40 | 0,57 | — | — | 10 |
| *RaC* + *C''* | $\beta$ | — | — | 1,49 | 0,23 | 0,127 | 11 |
| *RaD* | $\beta$ | — | 45 | 1,17 | — | — | 1 (Lit. 22) |
| *RaE* | $\beta$ | — | — | — | 0,24 | — | — |
| *RaF* | $\alpha$ | 2700 | 46 | — | ähnl. *RaC* | | (vgl. Lit. 20) u. (Lit. 21) |
| *Pa* | $\alpha$ | — | — | — | — | — | 3 (Lit. 16) |
| *RdAc* | $\alpha$ | — | 25 | — | — | 0,19 | 10 |
| *AcX* | $\alpha$ | — | — | — | — | — | 5 |
| *AcB* | $\beta$ | 120 | 31 | 0,45 | — | — | — |
| *AcC''* | $\beta$ | — | — | — | — | 0,198 | 3 |
| $MsTh_2$ | $\beta$ | — | 26 | — | — | 0,116 | 8 |
| *ThX* | $\alpha$ | — | — | — | — | — | 2 (Lit. 17) |
| *ThB* | $\beta$ | 160 | 32 | 0,36 | — | — | 3 |
| *ThC''* | $\beta$ | — | — | — | — | 0,096 | 11 |
| *K* | | | | aus $\mu_{Fe}=0{,}19$ | | 0,065 | (Lit. 18) |
| | | | | aus $\mu_{Pb}=0{,}59$ | | 0,14 | (Lit. 19) |


Literatur zu Schwächungskoeffizienten.

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) **21**, 609, 1906.
2) O. Hahn u. L. Meitner, Physik. Zeitschr. **9**, 69, 1908.
3) O. Hahn und L. Meitner, Physik. Zeitschr. **9**, 321, 1908.
4) O. Hahn und L. Meitner, Physik. Zeitschr. **10**, 741, 1909.
5) A. F. Kovarik, Phil. Mag. **20**, 849, 1910.
6) O. Hahn und L. Meitner, Physik. Zeitschr. **11**, 49, 1910.
7) O. Hahn und L. Meitner, Physik. Zeitschr. **13**, 390, 1912.
8) L. Meitner, Physik. Zeitschr. **16**, 272, 1915.
9) O. Hahn und M. Rothenbach, Physik. Zeitschr. **20**, 194, 1918.
10) G. Kirsch, Wien. Ber. (IIa) **129**, 309, 1920.
11) O. Hahn, Zeitschr. f. phys. Chem. **103**, 461, 1923.
12) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **25**, 177, 1924.
13) G. Fournier, Ann. de phys. **8**, 205, 1927; G. Fournier u. M. Guillot, C. R. **192**, 555, 1931.
14) O. Hahn u. A. v. Große, Zeitschr. f. Phys. **48**, 1, 1928.
15) M. Kuban, Wien. Ber. (IIa) **137**, 241, 1928.
16) L. Meitner, Zeitschr. f. Phys. **50**, 15, 1928.
17) L. Meitner, Zeitschr. f. Phys. **52**, 645, 1928.
18) W. Kolhörster, Naturwiss. **16**, 28, 1928; Zeitschr. f. Geophys. **6**, 341, 1930.
19) W. Mühlhoff, Ann. d. Phys. **7**, 205, 1930.
20) W. Bothe u. H. Becker, Naturwiss. **18**, 894, 1930; Zeitschr. f. Phys. **66**, 307, 1930.
21) I. Curie u. F. Joliot, C. R. **190**, 1292, 1930; J. de phys. (7) **2**, 20, 1931.
22) S. Bramson, Zeitschr. f. Phys. **66**, 721, 1931.


(Eingegangen 1. Juli 1931.)

# VORTRÄGE VON DER 13. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN–SACHSEN–SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 31. MAI UND 1. JUNI 1931 IN JENA.

Adolf Smekal (Halle a. d. S.), **Untersuchungen zur Physik der Realkristalle.**

Der Vortrag gab einen zusammenfassenden Bericht über einen Teil der im Hallenser Institut für theoretische Physik im Gange befindlichen experimentellen Arbeiten zur Kristallphysik. Die Prüfung der bisherigen theoretischen Ansätze für die Beschaffenheit ideal reiner Realkristalle (Lockerstellen, Gitterblöcke, bzw. Zwickys Sekundärgitter) durch Untersuchungen an hochgereinigten Realkristallen bleibt solange mit einer prinzipiellen Ungewißheit behaftet, als eine ein-

deutige funktionelle Unterscheidbarkeit zwischen „physikalisch" und „chemisch" bedingten Lockerstellen nicht aufgefunden worden ist. Wegen der Richtungsunabhängigkeit der Wärmeausdehnung regulärer Kristalle kann das Auftreten von „Tempereffekten" an irgendwelchen strukturabhängigen Kristalleigenschaften unverformter Kristalle mit genügend langsamer Selbstdiffusion als sicheres Kriterium für Beimengungswirkungen benutzt werden. Die günstigsten Bedingungen sind bei regulären, durchsichtigen und hochisolierenden Salzkristallen mit geringer Plastizität und guter Spaltbarkeit (Steinsalz, Sylvin, Flußspat) verwirklicht. Die Reinheit der benutzten synthetischen Kristalle von *NaCl* und *KCl* dürfte mehr als 99,99 Mol-Proz. betragen, *KCl* scheint hierbei praktisch frei von Tempereffekten zu sein.

Nach Ausweis der chemischen, mechanischen, elektrischen, lichtelektrischen und ultramikroskopischen Untersuchung ist der Verteilungszustand der Fremdatome in natürlichen, absolut störungsfrei entstandenen Tieftemperaturkristallen wesentlich verschieden von dem der synthetischen, aus der Schmelze gezogenen Hochtemperaturkristalle. Der räumlich konzentrierteren, ungleichmäßigen Verteilung im Tieftemperaturkristall entspricht eine ultramikroskopisch „grobe" mechanische Fehlstruktur (E. Rexer); der allmähliche Übergang zur Homogenisierung des Kristalls in bezug auf seine Beimengungen und zu einem ultramikroskopisch nicht mehr auflösbaren Spaltennetz, wie es bei den Hochtemperaturkristallen vorliegt, kann durch schrittweises Tempern mittels der genannten Eigenschaften für alle Zwischenstadien verfolgt werden und liefert zugleich Aufschlüsse über den Mechanismus dieser Kristalleigenschaften. Der Einfluß durch plastische Verformung, d. h. primär jedenfalls mechanisch erzeugter Störungsstellen ist bisher für die Festigkeitseigenschaften, das Tieftemperatur-Ionenleitvermögen sowie das lichtelektrische Verhalten untersucht, so daß hiermit nicht nur Eigenschaften hochgereinigter Realkristalle, sondern qualitativ auch Eigenschaften ideal reiner Realkristalle erfaßt sein dürften. Der Versuch, durch Extrapolation auf die Menge Null der Fremdatome zur quantitativen Festlegung einer Eigenschaft des ideal reinen Realkristalls zu gelangen, wird für die Festigkeitseigenschaften durchgeführt. Streckgrenze und Zerreißfestigkeit nehmen für geringe Zusatzmengen mit der Menge linear zu, wie durch systematische Untersuchung einer Reihe von Beimengungsstoffen der reinsten verfügbaren *NaCl*-Präparate (De Haen) festgestellt ist (A. Edner, H. Schönfeld). Beispielsweise liefert ein Schmelzzusatz von 0,0015 Mol-Proz. $CaCl_2$ bereits eine Festigkeitszunahme um rund 20 Proz. Die Wirkung zweier gleichzeitig angewendeter Zusätze verhält sich bei geringen Zusatzmengen streng additiv, bei größeren können sogar noch stärkere Effekte auftreten (H. Schönfeld). Nach den bisher verfügbaren Ergebnissen kann bereits als sicher angenommen werden, daß die extrapolierten Werte der Streckgrenze und Zerreißfestigkeit für den absolut reinen Realkristall größenordnungsmäßig kleiner sind als bei den besten hochgereinigten Realkristallen und damit kleiner als die kleinsten bisher an Kristallen überhaupt gefundenen Kohäsionsgrenzen.

Die Richtungsabhängigkeit der Kohäsionsgrenzen wurde an hochgereinigten, von Temperwirkungen freien synthetischen *KCl*-Kristallen untersucht (W. Schütze), sowie an bewässerten natürlichen Steinsalzkristallen (G. Sperling). Für den Plastizitätsbeginn gilt auch bei diesem, bisher daraufhin nicht untersuchten Kristalltyp mit großer Schärfe (*KCl*) das Schmidsche Schubspannungsgesetz. Die Zerreißfestigkeit gehorcht dem Sohnckeschen Normalspannungsgesetz, das indes für die untersuchten, in einer Würfelebene der Kristalle gelegenen Zugrichtungen mit dem Schubspannungsgesetz, angewendet auf den höchstverfestigten Kristall, gleichbedeutend ist. Die orientierungsunabhängige Verfestigungskurve der geprüften Salzkristalle besitzt demnach einen sehr scharf definierten orientierungsunabhängigen Endpunkt. Trägt man die einem ähnlichen Endpunkte entsprechenden Grenzschubspannungen der Basistranslation höchstverfestigter *Zn*-Kristalle[1]) als Funktion der absoluten Temperatur auf, so erhält man eine Glockenkurve; ein qualitativ übereinstimmender Verlauf ist nach den verfügbaren Daten auch bei den Salzkristallen vorhanden. Die Gesamtheit der an Salz- und Metallkristallen vorliegenden Erfahrungen ergibt, daß sich diese Kurve ohne wesentliche Verzerrung mit zunehmender Belastungsgeschwindigkeit gegen höhere Temperaturen verschiebt. Der ansteigende Ast der Kurve beweist, daß Verformung und Verfestigung im allgemeinen nicht athermischen Charakter besitzen, sondern durch Temperaturerhöhung gefördert werden; erst jenseits des Kurvenmaximums ist Temperaturzunahme mit Verringerung der Verfestigungsfähigkeit verknüpft und in geläufiger Weise als durch Erholungs- und Rekristallisationswirkungen bedingt, aufzufassen. Die Verringerung der Gesamtverfestigungsfähigkeit mit abnehmender Versuchsdauer im Temperaturgebiete des aufsteigenden Kurvenastes erfordert die Betätigung eines durch die Verfor-

1) Nach den Versuchsergebnissen von W. Fahrenhorst und E. Schmid, Zeitschr. f. Phys. 64, 845, 1930.

mung selbst bewirkten, diffusionsartigen Molekularvorganges, der im wesentlichen auf die wirksamen Gleit„ebenen" beschränkt sein muß. Es liegt nahe, ihn als örtlich gesteigerte Selbstdiffusion des Kristallmaterials aufzufassen und mit der bereits verschiedentlich nachgewiesenen athermischen Verminderung der für diese Diffusion maßgebenden Abtrennungsarbeit von Lockerbausteinen des verformten Kristallzustandes[1]) in Verbindung zu bringen. Die Mitwirkung örtlich ausreichend gesteigerter Selbstdiffusion dürfte zu den grundsätzlichen Vorbedingungen der Gleitebenenbetätigung überhaupt zählen und zugleich die Brücke zu den Plastizitätserscheinungen der amorphen Körper schlagen; jedenfalls zeigen sich ihre Voraussetzungen gerade bei jenen Kristallen nicht erfüllt, bei denen Plastizitätserscheinungen bisher nicht gefunden werden konnten.

1) A. Smekal, Wien. Anz. 1928, S. 62, Nr. 8; Naturwiss. **16**, 262, 1928; ferner etwa K. Przibram, Zeitschr. f. Phys. **67**, 89, 1931.

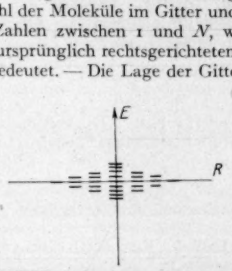
Halle (Saale), Institut für theoretische Physik.

## H. Ludloff (Breslau), Aufspaltung und Mehrfachheit von Termen des festen Körpers.

Die Verteilung und Vielfachheit der Energiezustände, die ein regulärer fester Körper annehmen kann, ist von Interesse für die statistische Beantwortung der Frage nach dem Wert der Entropie bei gegebener Temperatur; sie spielt auch eine Rolle bei Fragen des Ferromagnetismus. Für solche Zwecke wurden die Terme eines regulären Gitters untersucht, deren Atome oder Moleküle im Grundzustand einen Elektronen-Bahnimpuls besitzen und damit im ungestörten Zustand Richtungsentartung aufweisen. Solche Richtungsentartungen werden natürlich durch die Gitterstörungen zum Teil aufgehoben, bleiben aber auch bei Berücksichtigung der Wechselwirkung noch in erstaunlich hohem Maße bestehen, da sie durch die systematische Anordnung der Lage der Moleküle im Gitter begünstigt werden. Die Gitterterme lassen sich nach resultierenden Impulsen ordnen und zerfallen dann in zyklische Termsysteme, deren jedes durch die Wellenlänge einer zugeordneten Resonanzwelle charakterisiert ist; diese quantenmechanischen Resonanzwellen beschreiben das Durchlaufen der einzelnen Molekülimpulse durch das Gitter. — Aus den „Schwerpunkten" der oben genannten Termsysteme setzen sich additiv die einzelnen Gitterterme zusammen, für die sich Ausdrücke von folgender Form ergeben:

$$\varepsilon = 2I \sum_{g_1 \ldots g_r}^{\cdot\cdot g_r} \cos \frac{2\pi}{N} t ;$$

hier ist $I$ das sogenannte Resonanzintegral, $N$ die Gesamtzahl der Moleküle im Gitter und $g_1 \ldots g_r$ $r$ ganze Zahlen zwischen 1 und $N$, wenn $r$ die Zahl der ursprünglich rechtsgerichteten Molekülimpulse bedeutet. — Die Lage der Gitterterme ist




in der Figur veranschaulicht. Die Terme liegen symmetrisch zur Nullachse verteilt; zu jeder positiven Eigenwertstörung gehört eine entsprechende ebenso große negative Eigenwertstörung. Werden die Terme nach resultierenden Impulsen $R$ geordnet, so liegen sie symmetrisch zum resultierenden Impuls Null; hier in der Mitte (Figur) ist auch die überwiegende Mehrzahl aller Terme gelegen. Bezüglich der Vielfachheit läßt sich folgendes aussagen: die „mittleren" Terme in der Nähe der Nullachse für jeden resultierenden Impuls zeigen eine hohe Mehrfachheit; die stärkste Vielfachheit[1]) tritt auf beim „mittelsten" Term des Problems; sie beträgt $\sigma = 2^{0{,}65\,N}$; zu diesem Energiezustand gehört also eine Entropie $S = R \cdot 0{,}65 \log 2$, welche von durchaus experimentell feststellbarer Größenordnung ist. Die „äußersten" Terme des Problems sind aber einfach (bzw. zwei- oder vierfach); die Entropie am absoluten Nullpunkt ist also nicht merklich von Null verschieden.

Die genannten Resultate über die Termverteilung finden auch eine Anwendung bei der Untersuchung ferromagnetischer Gitter, deren Atome im Grundzustand neben einem spin auch einen Bahnimpuls besitzen.

1) Diese hohe Entartung kommt dadurch zustande, daß auch die Term-Systeme, aus deren Schwerpunkten $\left(\cos \frac{2\pi}{N} t\right)$ sich die Gitter-Terme additiv zusammen setzen, noch eine zweifache Entartung aufweisen $\left(\text{da } \cos \frac{2\pi}{N} t = \cos \frac{2\pi}{N} (N - t)\right)$.

**H. Dember (Dresden), Lichtelektrische Versuche an Kupferoxydul.** (Vgl. diese Zeitschr. **32**, 554, 1931.)

**C. Wagner (Jena), Theorie des Kupfer-Kupferoxydulgleichrichters.** Erscheint demnächst in dieser Zeitschr.

**H. Gärtner (Leipzig), Dispersion der Leitfähigkeit nichtwäßriger Elektrolytlösungen.** Erscheint demnächst in dieser Zeitschr.

**H. Pose (Halle), Zur Methodik der Atomzertrümmerung.**

Nachdem von Bothe und Fränz[1]), Pose[2]) und von Chadwick, Constable und Pollard[3]) für die bei Kernzertrümmerungsprozessen einiger Leichtelemente emittierten *H*-Teilchen diskrete Energiestufen beobachtet worden sind, ist die Beantwortung der Frage von Interesse, wieweit eine Verwaschenheit der beobachteten *H*-Strahlgruppen durch die Versuchsbedingungen veranlaßt ist, und wieweit sie ihre Ursache in der Verwaschung der Kernniveaus hat. Homogene Substanzschichten und Absorptionsfolien vorausgesetzt, ist durch den, je nach dem Auflösungsvermögen der Apparatur, mehr oder weniger großen Winkelbereich zwischen Primär- und Sekundärstrahl eine Verwaschung der Reichweiten hervorgerufen, die aus 2 Einflüssen, der Änderung der *H*-Strahl-Reichweite mit dem Winkel zwischen Primär- und Sekundärstrahl, und der verschieden großen Absorption der unter verschiedenen Winkeln die Sekundärabsorption durchsetzenden *H*-Teilchen resultiert. An Hand der oben zitierten Versuchsergebnisse läßt sich insbesondere beim *Al* zeigen, daß die Verwaschung lediglich durch die genannten Bedingungen hervorgerufen wird. Aus den Daten der Versuchsanordnungen kann man die Verwaschung errechnen und erhält Kurven, die mit den beobachteten Werten befriedigend zur Deckung zu bringen sind. Es läßt sich also zunächst jede Verwaschung der *H*-Strahlreichweiten durch die Versuchsbedingungen erklären.

1) Zeitschr. f. Phys. **63**, 381, 1930 und **63**, 370, 1930.
2) Zeitschr. f. Phys. **64**, 1, 1930.
3) Proc. Roy. Soc. **130**, 463, 1931.

**L. Bergmann (Breslau), Über einen Wärmeeffekt beim Wismut und verwandten Metallen.**

Bringt man in die Achse einer kleinen Spule mit möglichst viel Windungen ein Stück Wismut und belichtet dasselbe mit intermittierendem Licht einer Liliputbogenlampe, so entstehen in der Spule Stromstöße, die sich mit Hilfe eines Elektronenröhrenverstärkers nachweisen lassen. In einem an den Ausgang des Verstärkers angeschlossenen Telephon hört man einen Ton, dessen Frequenz genau mit der Frequenz der Lichtunterbrechungen übereinstimmt. Auf diese Erscheinung hat zuerst Q. Majorana[1]) hingewiesen. Mittels einer sehr empfindlichen Verstärkeranordnung mit einer Spannungsverstärkung von etwa $10^7$ wurden eine große Anzahl von Metallen und Metallegierungen untersucht und der gleiche Effekt außer beim Wismut bei Antimon (0,2), Magnesium (0,07), Kadmium (0,04), Zink (0,01), Zinn (0,004) sowie bei den Legierungen Elektrometall *CM* (0,04), *ACM* (0,02), *Z* 1 (0,01) ferner bei einer Spezialbronze und bei Legierungen, die Wismut und Antimon enthielten, gefunden[2]). Die eingeklammerten Zahlen geben die relative Stärke des Effektes in bezug auf Wismut an. Alle Metalle, die den Effekt zeigen, gehören dem nicht regulären Kristallsystem an. Die Probekörper hatten die Form von kleinen Hohlkörpern (Länge etwa 20 mm äußerer Durchmesser etwa 10 mm). Das Licht der Bogenlampe wurde durch eine Lochscheibe mit der Frequenz 1000 pro Sekunde unterbrochen und in das Innere des Hohlkörpers konzentriert. Bei Bestrahlung mit einer 5 Amp.-Bogenlampe konnte am Ausgang der oben erwähnten Verstärkerapparatur bei Wismut ein Wechselstrom von 4 bis 5 Milliamp. erhalten werden.

Folgender Versuch ließ einwandfrei erkennen, daß der Effekt durch das Auftreten von elektrischen Strömen in dem betreffenden Metall bei Belichtung hervorgerufen wurde. Wurde nämlich der Hohlkörper in Richtung der Spulenachse an einer Stelle aufgeschnitten, so verschwand der Effekt, während beim Schlitzen des Hohlkörpers in Ebenen senkrecht zur Spulenachse der Effekt bestehen blieb. Bei den Metallen Wismut und Antimon, die den Effekt am stärksten zeigen, ließ sich die Versuchsanordnung in folgender Weise abändern. Aus dem betreffenden Metall wurde eine dünne Platte gegossen und mit zwei Kupferelektroden versehen. Mittels dieser wurde

1) Q. Majorana, Zwei neue Versuche mit dem Audion. Cim. (N. S.) **3**, p. 218, 1926.
2) Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen gelang es, den Effekt auch bei Selen in der metallischen Modifikation allerdings sehr schwach nachzuweisen.

sie über einen geeigneten Transformator an den Eingang des Verstärkers angeschlossen. Wurde die Platte mit einem intermittierenden Lichtpunkt abgetastet, so fanden sich Stellen besonders großer Empfindlichkeit, während an anderen Stellen und insbesondere auch an den Kontaktstellen Wismut—Kupfer bzw. Antimon—Kupfer der Effekt ausblieb. Eine zur einen Hälfte aus Wismut zur anderen Hälfte aus Antimon bestehenden Platte zeigte bei intermittierender Belichtung sowohl im Wismut als auch im Antimon an gewissen Stellen einen starken Effekt, während die Berührungsstelle Wismut—Antimon unwirksam war. Wurde dieselbe Platte mit kontinuierlicher Belichtung abgetastet und an die Elektroden ein empfindliches Galvanometer angeschlossen, so traten nur bei Belichtung der Kontaktstellen der verschiedenen Metalle Ströme auf, die als Thermoströme anzusehen sind.

Im Laufe dieser Untersuchungen wurde mir eine Arbeit von G. Todesco[1]) bekannt, in der das Auftreten von Strömen in homogenen Metallen bei Belichtung in folgender Weise nachgewiesen wurde: Ein aus dem betreffenden Metall hergestellter Ring hängt im Felde eines permanenten Magneten und wird auf dem Umfang seiner Stirnseite nacheinander an verschiedenen Stellen mit dem Lichte einer Wolframbogenlampe bestrahlt. Durch das Auftreten von elektrischen Strömen infolge der Belichtung erfährt der Ring eine Ablenkung, die mit einer Spiegelablesung festgestellt wird. Bei konstanter Belichtung hängt die Größe und Richtung der Ablenkung von der belichteten Stelle ab. Diese Erscheinung wurde von Todesco an Wismut, Antimon, Kadmium, Zink und Zinn nachgewiesen. Todesco gibt als Erklärung für diesen Effekt das Auftreten thermoelektrischer Ströme an der Berührungsstelle von einzelnen Metallkristallen an, die mit verschieden orientierter Fläche aneinander stoßen.

Diese Versuche von Todesco wurden an Wismutringen mit einer verbesserten Versuchsanordnung, bei der die Ablenkung des Ringes auf einer Oszillographentrommel aufgeschrieben wurde, wiederholt und konnten im wesentlichen bestätigt werden. Es zeigte sich aber folgende interessante Erscheinung. Bei Einschalten der Belichtung erfuhr der Ring eine momentane Ablenkung, die sofort wieder zurückging. Erst dann setzte eine Dauerablenkung ein. Die Größe des Rückganges des ersten Ausschlages hängt von der belichteten Stelle ab. Zum Teil blieb der Endausschlag auf der gleichen Seite, z. T. ging der erste Ausschlag über die Null-Lage zurück und der Endausschlag lag auf der anderen Seite der Null-Lage und schließlich gab es Stellen, wo der erste Ausschlag auf Null zurückging und bei weiterer Belichtung der Ring in der Null-Lage blieb. Wurde die Belichtung ausgeschaltet, so wiederholte sich die Erscheinung, indem zuerst ein momentaner Ausschlag nach der anderen Seite erfolgte und erst dann der Ring in seine Null-Lage zurückkehrte.

Es lassen sich daher an einem Wismutstück Stellen finden, an denen bei kontinuierlicher Belichtung keine Ströme auftreten, während bei intermittierender Belichtung Stromstöße entstehen. Umgekehrt gibt es Stellen, die bei Dauerbestrahlung Ströme liefern aber bei intermittierender Belichtung indifferent sind. Wurde der zunächst im Magnetfeld mit kontinuierlicher Belichtung nach der Ablenkungsmethode untersuchte Ring mit intermittierendem Lichte abgetastet und mit der Verstärkermethode untersucht, so lagen in der Tat die Stellen maximaler Empfindlichkeit bei beiden Untersuchungsmethoden an verschiedenen Orten. Ein zur Hälfte aus Wismut und zur Hälfte aus Antimon bestehender Ring gab z. B. bei der ersten Methode bei kontinuierlicher Belichtung nur an den Lötstellen Wismut—Antimon eine Ablenkung, während bei intermittierender Bestrahlung diese Stellen unempfindlich waren, dagegen in der Wismut- und Antimonhälfte Stellen mit großer Empfindlichkeit aufzufinden waren. Es scheint mir dies darauf hinzuweisen, daß es sich hier um die Übereinanderlagerung zweier verschiedener Effekte handelt, von denen der eine, wie bereits oben erwähnt, thermoelektrischer Natur ist, während der zweite eine andere Ursache haben muß, die sich im Augenblick mit Sicherheit noch nicht angeben läßt. Ich vermute, daß es sich um eine Art Sperrschichtphotoeffekt an Spaltflächen des Metalles handelt. Hierfür sprechen noch folgende Erscheinungen. Der Effekt bei intermittierender Belichtung ist verhältnismäßig trägheitslos. Frequenzen von mehreren Tausend pro Sekunde werden noch gut wiedergegeben. Die Beschaffenheit der Oberfläche ist von großem Einfluß auf die Erscheinung. Eine gegossene Oberfläche zeigt den Effekt mitunter nicht, durch Anschleifen tritt der Effekt auf. Wird die Oberfläche berußt, so verschwindet der Effekt bei intermittierender Belichtung. Die Versuche in dieser Richtung insbesondere an Einkristallen werden z. Z. noch fortgesetzt. Die ausführliche Arbeit erscheint später in den Annalen der Physik.

1) G. Todesco, Versuche über einen thermoelektrischen Effekt bei Wismut. Lincei Rend. **5**, p. 434, 1927 und ferner Cim. (N. S.) **4**, p. 94, 1927.

**Harald Straubel (Jena), Piezoelektrische Oszillatoren.**

Es wird über einige Versuche mit Piezo-Oszillatoren berichtet, und zwar über die Art und Entstehung der Schwingungen, sowie ihre Übertragung auf fremde Körper.

Frequenz fällt → Resonanz

Fig. 1.

Frequenz fällt → Resonanz

Fig. 2.

1. Die bisher in der Technik verwendeten scheibenförmigen Oszillatoren haben die unerwünschte Eigenschaft, bei Schwingungen in der Dickenrichtung (parallel zur elektrischen Achse) nicht eine, sondern mehrere sehr nahe benachbarte Resonanzstellen zu besitzen[1]). Wird ein Sender durch einen solchen Kristall gesteuert, so hört man im Empfänger bei einer nur geringen Verstimmung des Senderschwingungskreises diese einzelnen Stellen als stark bemerkbare Frequenzsprünge. Da der Piezooszillator zwecks besserer Steuerung meist sehr fest mit dem Schwingungskreis gekoppelt ist, kann sogar der Fall eintreten, daß bei Schwankungen der Betriebsspannung die Koppelung Oszillator-Schwingungskreis sich ändert, und damit andere Resonanzstellen angeregt werden.

Diese Vielheit von Schwingungen kann man durch eine geeignete Formgebung der Scheibe vermeiden[2]). Um einen sichtbaren Vergleich zwischen der kreisförmigen und der neuen Scheibe zu erhalten, wurde der vom Sender aufgenommene Gleichstrom oszillographiert, während die Abstimmung des Anodenkreises von höherer Frequenz über Resonanz auf niedere Frequenz geändert wurde. Die Registrierung erfolgte durch ein Zeisssches Schleifengalvanometer mit einer besonders dicken Schleife. Um einfache Zeitmarken zu erhalten, wurde die Galvanometerschleife mit Wechselstrom beleuchtet.

Die beiden verglichenen Scheiben waren genau gleich dick und hatten fast dieselbe Oberfläche. Man erkennt ohne weiteres aus Fig. 2

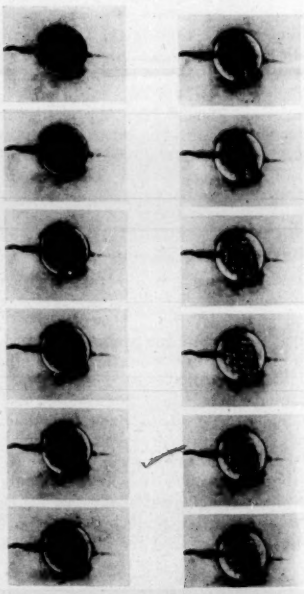


Fig. 3.

1) Z. B: S. Namba und S. Matsumura, Res. Elektrot. Lab. Tokio, No. **248**, 6, 1929.

2) H. Straubel, Phys. Zeitschr. **32**, 222, 1931, ausführl. im Juliheft der Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik.

die erheblich gleichmäßigere Stromaufnahme der neuen Scheibe. Oberhalb der Resonanzstelle (nach tieferen Frequenzen zu) reißen dann bekanntlich die Schwingungen ab.

2. Kreisförmige Scheiben lassen sich auch zu Durchmesserschwingungen anregen, die in der Richtung des größten oder kleinsten Elastizitätsmoduls liegen. Diese Schwingungen zeigen gerade Knotenlinien, wie sie bei Stäben auftreten. Eine kinematographische Aufnahme des

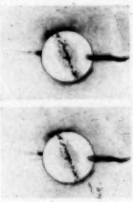


Fig. 4.

Schwingungsvorganges beweist aber, daß bis zur endgültigen Ausbildung der Knotenlinie offenbar sehr komplizierte Schwingungszustände durchlaufen werden. Man erkennt in Fig. 3 den Anfang und ein Zwischenstadium der Schwingung, während Fig. 4 die endgültige Knotenlinie zeigt.

3. Überträgt man die von einem Oszillator ausgehenden mechanischen Schwingungen auf einen inhomogenen Körper, so kann man schon geringe Unterschiede in der Schallfortpflanzung sichtbar machen. Fig. 5 zeigt eine innen mit Bärlappsamen bestreute Glasschale, die auf einen Oszillator gesetzt wurde. In größerer Entfernung von der Mitte verlaufen die Knotenlinien ungestört. In der Mitte jedoch, wo sich schon dem Auge sichtbare Schlieren befinden, ist der Verlauf der Knotenlinien gestört, es bilden sich viele kleine Wirbel mit verschiedenem Drehsinn und ganz verschiedener Umdrehungsgeschwindigkeit. Die Wirbelstellen ändern nicht

Fig. 5.

ihren Ort, wenn man beliebige Stellen der Schale mit ganz verschiedenen Stellen der Oszillatorfläche zur Berührung bringt.

Bemerkenswert ist die verminderte Reibung einer solchen Schale auf einem Oszillator. Einmal in Umdrehung gebracht, läuft sie bei erregtem Quarz wesentlich länger als bei ruhender Unterlage. Man kann daran denken, diese Erscheinung zur Empfindlichkeitssteigerung von Meßinstrumenten (z. B. Waagen) zu verwenden.

**E. Grossmann (Jena), Über den Einfluß eines reflektierenden Schirmes auf die Frequenz eines Schwingquarzes.** Vorführung der früher beschriebenen Versuche. (Diese Zeitschr. **32**, 377, 1931.)

**W. Hanle (Jena), Über zirkulare Polarisation beim Ramaneffekt.** (Vgl. diese Zeitschr. **32**, 556, 1931.)

# ORIGINALMITTEILUNGEN.

## Dipolmomente von Dichlorpropanen.

Von Paul Gross.

Im Zusammenhang mit einigen Messungen[1]) über den Aussalzeffekt von Salzen an einigen aliphatischen Dichlorisomeren wurden die Dipolmomente dieser Isomeren gemessen, und zwar um den Aussalzeffekt mit den Momenten der Moleküle in Beziehung zu bringen. Die vorliegende Arbeit gibt die Resultate dieser Dipolmessungen wieder.

Es wurden die Dielektrizitätskonstanten und Dichten von verdünnten Benzollösungen dieser Substanzen bei 25° C bestimmt und daraus mittels der Debyeschen[1]) Gleichung

$$P_2 = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\frac{f_1}{f_2}\frac{M_1}{d} + \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\frac{M_2}{d} - \frac{f_1}{f_2}P_1 \quad (1)$$

1) Siehe Gross, Zeitschr. f. Phys. Chem., Abt. B, **6**, 125, 1929.

1) P. Debye, „Polar Molecules", Chem. Cat. Co., 1929, S. 45. (Deutsche Ausgabe, Hirzel, 1929; S. 46.) Gleichung (32).

die totale Polarisation $P_2$ der Substanz bei verschiedenen Verdünnungen errechnet. In dieser Gleichung ist $M_1$ das Molekulargewicht des Lösungsmittels, $M_2$ dasjenige der gemessenen Substanz, und $f_1$ und $f_2$ sind die entsprechenden Molenbrüche. $P_1$ ist die Molekularpolarisation von Benzol, die als konstant angesehen wird. $\varepsilon$ ist die Dielektrizitätskonstante der Lösung, die relativ gemessen wurde, unter Zugrundelegung eines Wertes von 2,283 bei 25° C für die Dielektrizitätskonstante von Benzol[1]).

Die so gefundenen Werte von $P_2$ werden graphisch durch Aufzeichnen von $\frac{P_2}{f_1}$ gegen $f_1$ auf unendliche Verdünnung extrapoliert. Von dem so gefundenen Wert für $P_2$ subtrahiert man die Elektronen-Polarisation $P_2'$, die näherungsweise der für die *NaD*-Linie bestimmten Molekularrefraktion gleichgesetzt wird. Den Rest bildet die Orientierungspolarisation $P_2'$. Hieraus errechnet sich das Dipolmoment $\mu$ mittels der Gleichung[1])

$$\mu = 0{,}0127 \times 10^{-18} \sqrt{P_2' T}, \qquad (2)$$

wo $T = 298^0$ K ist.

1) Dieser Wert von 2,282 wurde bei den meisten früheren Dipolmomentmessungen verwandt. (Siehe z. B. Williams und Krchma, Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 1030, 1927; Williams und Schwingel, ebenda **50**, 363, 1928; Weissberger und Sängewald, Phys. Zeitschr. **30**, 796, 1929). Der neueste von Hartshorn und Oliver (Proc. Roy. Soc., (A), **123**, 664, 1929) bei 25° C (sehr sorgfältig) bestimmte Wert, 2,2725, ist wahrscheinlich der beste. Jedoch schien es vorteilhafter, denselben Bezugswert wie bei den meisten früheren Messungen beizubehalten. Man könnte natürlich die Werte umrechnen; weicht jedoch der benutzte Wert wesentlich von 2,280—2,283, wie er bisher meist verwendet wurde, ab, so können merklich verschiedene Momente resultieren, z. B. für eine Substanz wie Äthylenchlorid mit $P_2 = 93$ und $P_2' = 21$ erhält man bei $\varepsilon$ (für Benzol) = 2,283 ein Moment von $1{,}86 \times 10^{-18}$, bei $\varepsilon = 2{,}273$ ein solches von 1,77. Es ist hiernach also klar, daß, bevor ein Vergleich zwischen verschiedenen nach der Lösungsmethode bestimmten Dipolmomenten gezogen werden kann, diese auf denselben Benzolwert umgerechnet werden müssen. So ist z. B. der von Hassel und Naehagen (Zeitschr. f. Phys. Chem., Abt. B, **4**, 221, 1929) gefundene Wert für Azeton $\mu = 2{,}72 \times 10^{-18}$, anscheinend in guter Übereinstimmung mit dem Wert $\mu = 2{,}71 \times 10^{-18}$ von Krchma und Williams (Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 2408, 1927). Daß diese Übereinstimmung nur eine scheinbare ist, wird ersichtlich, wenn die benutzten Werte von $\varepsilon$ für Benzol in Betracht gezogen werden. Krchma und Williams nahmen für Benzol $\varepsilon_{25} = 2{,}283$ und Hassel und Naehagen nahmen $\varepsilon_{18} = 2{,}241$ an, d. h. 2,231 bei 25°, wenn der Temperaturkoeffizient $\frac{d\varepsilon}{dt} = 0{,}0015$ angenommen wird. Es ist klar, daß demnach für Azeton nicht dasselbe Dipolmoment resultieren kann; andererseits ist es möglich, daß einige der Diskrepanzen zwischen den verschiedenen Dipolmessungen an derselben Substanz (vgl. Estermann, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **8**, 294, 1929) wenigstens teilweise der Wahl verschiedener Werte für die Dielektrizitätskonstante der Bezugssubstanz zuzuschreiben sind.

## Methode.

Die Dielektrizitätskonstanten der Lösungen wurden mit einer Apparatur analog der von Weissberger und Williams[2]) beschriebenen gemessen und zwar in einem Thermostaten[3]) von 25° C ± 0,1. Die Lösungen wurden nach Gewicht in 50 cm³ Glaskolben hergestellt und ihre Dichten bei 25° C bestimmt. Die Konzentrationen sind bis auf mindestens 0,05 Proz. genau. Die Lösungen wurden dann in den Meßkondensator eingefüllt und dessen Kapazität bestimmt. Kapazitätsmessungen der mit Benzol gefüllten Zelle wurden gleichzeitig mit denen der Lösungen gemacht und aus dem Verhältnis der beiden die Dielektrizitätskonstante der Lösungen bestimmt.

## Substanzen.

Benzol: Kahlbaum: „Zur Analyse und zur Molekulargewichtsbestimmung". Es wurde während zwei Wochen über $P_2O_5$ getrocknet und hiervon nach Bedarf abdestilliert.

Die folgenden Substanzen, deren Dipolmomente gemessen wurden, sind aus den reinsten erhältlichen Ausgangssubstanzen hergestellt. Sie wurden einer sorgfältigen fraktionierten Destillation in einer vollständig aus Glas bestehenden Apparatur mit einer Destilliersäule von 1,5 m Länge[4]) unterworfen. Während der Destillation wurden die Temperaturen an (bei dem U. S. Bureau of Standards geeichten) Thermometern abgelesen und die Drucke an einem Präzisionsbarometer bestimmt.

1,1 Dichloräthan: Es wurde eine Fraktion von 414 g, zwischen 57,0° und 57,1° siedend, benutzt. Die International Critical Tables, Band I, geben einen S. P. von 57,3° C an.

1,2 Dichloräthan: Es wurde eine Fraktion von 637 g, zwischen 83,6° und 83,8° siedend, verwendet. Timmermans[5]) gibt einen S. P. von 83,60° — 83,71° an.

1,1 Dichlorpropan: Es wurde eine Fraktion von 84 g, zwischen 86,2° und 89,1° siedend, genommen. Materialmangel und Herstellungs-

1) P. Debye, l. c., S. 42, Gleichung (30).

2) A. Weissberger und J. W. Williams, Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 2332, 1928.

3) Ich habe Herrn Prof. Williams und Dr. Sängewald für die leihweise Überlassung der Apparate, womit die Messungen ausgeführt wurden, zu danken.

4) Gross und Weight, Journ. Ind. Eng. Chem. **13**, 701, 1921.

5) Timmermans, Bull. Soc. Chem. Belg. **24**, 244, 1910.

schwierigkeiten verunmöglichten die Gewinnung einer Fraktion von höherer Reinheit. Beilstein gibt einen S. P. von 87° C an.

2,2 Dichlorpropan: Eine Fraktion von 186 g, zwischen 68,86° und 69,06° siedend, wurde benutzt. Int. Crit. Tabl., Band I, gibt 69,7° an[1]).

1,2 Dichlorpropan: 1000 g des käuflichen Produktes wurden fraktioniert destilliert, und der bei konstanter Temperatur siedende Teil von 257 g der dritten Fraktion wurde verwendet. Er siedete zwischen 96,4 und 96,6° C. Int. Crit. Tabl., Band I, gibt 86,8° C an.

1,3 Dichlorpropan: Eine Fraktion von 507 g mit einem S. P. von 120,5°—120,6° wurde benutzt[2]).

## Data.

Die Meßresultate sind in den Tabellen I und II[3]) angegeben.

Die benutzten Bezeichnungen haben dieselbe Bedeutung wie die oben in Verbindung mit Gleichung (1) angegebenen. $d$ ist die Dichte der Lösung bei 25° C.

Das für 1,1 Dichloräthan gefundene Moment stimmt gut überein mit dem von Ghosh, Mahanti und Sen-Gupta[4]) gefundenen Wert $\mu = 2{,}045$, sowie mit dem von Mahanti und Das-Gupta[5]) angegebenen Werte $\mu = 1{,}95$. Die beiden in Tab. II angegebenen Werte für das Moment von 1,2 Dichloräthan stehen in guter Übereinstimmung miteinander, in annehmbarer mit dem Williamsschen Wert (l. c.) $\mu = 1{,}75$ und in ausgezeichneter Übereinstimmung mit Meyers[6]) Wert $\mu = 1{,}83$, der aus Messungen an Benzollösungen gefunden wurde. Die kleinere, von Meyer aus Messungen in Kohlenstofftetrachlorid gefundene Polarisation und der Wert von Ghosh, Mahanti und Sen-Gupta[1]), $\mu = 1{,}567$ und der Sängersche[2]), $\mu = 1{,}2$—$1{,}4$, beide ausgeführt nach der Gasmethode, zeigen, daß das Moment in Anbetracht einer möglichen Assoziation in Lösung noch weiter untersucht werden muß. Eine solche Untersuchung ist bereits in Angriff genommen worden. — Für die vier Dichlorpropane sind in der Literatur keine Wertezu finden.

Verschiedene Autoren[3]) haben versucht, das Moment eines Moleküles durch Vektor-Addition

Tabelle I.

| $f_1$ | $d_4^{25°}$ | $\varepsilon$ | $P_2$ |
|---|---|---|---|
| | 1,1 Dichloräthan. | | |
| 1,000 | | 2,283 | 102,3 |
| 0,9625 | 0,8835 | 2,469 | 95,9 |
| 0,9628 | 0,8835 | 2,473 | 97,7 |
| 0,9382 | 0,8902 | 2,586 | 92,8 |
| 0,9207 | 0,8950 | 2,669 | 91,1 |
| | 1,2 Dichloräthan. | | |
| 1,000 | | 2,283 | 93,1 |
| 0,9797 | 0,8802 | 2,375 | 90,3 |
| 0,9610 | 0,8859 | 2,462 | 89,0 |
| 0,9360 | 0,8939 | 2,571 | 85,9 |
| 0,9312 | 0,8952 | 2,588 | 84,9 |
| 1,000 | | 2,2830 | 94,3 |
| 0,98558 | 0,87655 | 2,3465 | 92,7 |
| 0,97070 | 0,88134 | 2,4155 | 90,7 |
| 0,95750 | 0,88564 | 2,4763 | 89,2 |
| | 1,1 Dichlorpropan. | | |
| 1,000 | | 2,283 | 114,0 |
| 0,9831 | 0,8776 | 2,377 | 112,5 |
| 0,9549 | 0,8855 | 2,526 | 106,0 |
| 0,9304 | 0,8921 | 2,588 | 104,4 |
| | 2,2 Dichlorpropan. | | |
| 1,000 | | 2,283 | 124,5 |
| 0,9671 | 0,8816 | 2,489 | 119,8 |
| 0,9477 | 0,8859 | 2,607 | 116,5 |
| 0,9332 | 0,8898 | 2,698 | 115,3 |
| | 1,2 Dichlorpropan. | | |
| 1,000 | | 2,283 | 96,5 |
| 0,9837 | 0,8790 | 2,360 | 98,1 |
| 0,9669 | 0,8831 | 2,431 | 93,9 |
| 0,9465 | 0,8884 | 2,531 | 95,0 |
| 0,9291 | 0,8943 | 2,623 | 95,5 |
| | 1,3 Dichlorpropan. | | |
| 1,000 | | 2,283 | 129,8 |
| 0,9831 | 0,8782 | 2,394 | 125,8 |
| 0,9668 | 0,8841 | 2,495 | 119,0 |
| 0,9444 | 0,8917 | 2,626 | 113,0 |
| 0,9283 | 0,8969 | 2,716 | 109,8 |

1) Ich möchte den Herren J. S. Buck und S. N. Wrenn für ihre Freundlichkeit, die Substanzen herzustellen, danken.

2) Siehe Gross, Journ. Amer. Chem. Soc. **51**, 2364, 1929.

3) Zwei Meßreihen sind für 1,2 Dichloräthan angegeben. Die erste wurde zur selben Zeit ausgeführt wie die der anderen Substanzen, und zwar in Leipzig im Sommer 1928 mit der oben beschriebenen Apparatur. Einige Zeit darnach wurden zwei Werte für das Dipolmoment von Äthylenchlorid veröffentlicht, einer von Williams (Zeitschr. f. Phys. Chem. **138**, 75, 1928) $\mu = 1{,}75 \times 10^{-18}$ und einer von Ghosh, Mahanti und Sen-Gupta (Zeitschr. f. Phys. **54**, 711, 1929) $\mu = 1{,}56 \times 10^{-18}$. Da diese Werte von dem hier erst gefundenen Wert $\mu = 1{,}86 \times 10^{-18}$ abwichen, fanden wir es angebracht, diesen Wert neu zu bestimmen und verschoben deshalb die endgültige Publikation aller Messungen. Die zweite Meßreihe gibt die Resultate dieser Neubestimmung an, die im Juni 1930 unter Benutzung der gleichen Substanz wie früher und mit einer verbesserten Apparatur im Chem. Laboratorium der Duke University ausgeführt wurde. Die Einzelheiten dieser Apparatur sollen demnächst veröffentlicht werden.

4) Zeitschr. f. Phys. **54**, 711, 1929.

5) Journ. Ind. Chem. Soc. **6**, 411, 1929.

6) Zeitschr. f. Phys. Chem., Abt. B, **8**, 48, 1930.

1) Zeitschr. f. Phys. **54**, 711, 1929.

2) Physik. Zeitschr. **32**, 25, 1931.

3) Williams, Physik. Zeitschr. **29**, 271, 683, 1928; Höjendahl, ebenda **29**, 394, 1928.

Tabelle II.

| Substanz | Formel | $P_2$ | $P_2''$ | $P_2'$ | $\mu \cdot 10^{18}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1,1 Dichloräthan | $CHCl_2—CH_3$ | 102,3 | 21,2 | 81,1 | 1,98 |
| 1,2 Dichloräthan | $CH_2Cl—CH_2Cl$ | 93,1 | 21,0 | 72,1 | 1,86 |
| 1,2 Dichloräthan | $CH_2Cl—CH_2Cl$ | 94,3 | 21,0 | 73,3 | 1,88 |
| 1,1 Dichlorpropan | $CHCl_2—CH_2—CH_3$ | 114,0 | 25,8 | 88,2 | 2,06 |
| 2,2 Dichlorpropan | $CH_3—CCl_2—CH_3$ | 124 5 | 25,8 | 98,7 | 2,18 |
| 1,2 Dichlorpropan | $CH_2Cl—CHCl—CH_3$ | 96,5 | 25,8 | 70,7 | 1,85 |
| 1,3 Dichlorpropan | $CH_2Cl—CH_2—CH_2Cl$ | 129,8 | 25,8 | 104,0 | 2,24 |

Tabelle III.

| Substanz | Formel | $\mu$ (beob.) | $\mu$ (berech.) |
|---|---|---|---|
| 1,1 Dichloräthan | $CHCl_2—CH_3$ | 1,98 | 2,18 |
| 1,1 Dichlorpropan | $CHCl_2—CH_2—CH_3$ | 2,06 | 2,18 |
| 2,2 Dichlorpropan | $CH_3—CCl_2—CH_3$ | 2,18 | 2,18 |
| Methylchlorid | $CH_3Cl$ | 1,86[1] | 1,90 |
| Äthylchlorid | $CH_2Cl—CH_3$ | 2,02[1] | 1,90 |
| Methylenchlorid | $CH_2Cl_2$ | 1,60[2] | 2,18 |
| Chloroform | $CHCl_3$ | 1,05[3] | 1,90 |
| 1, Chlorheptan | $CH_2Cl—C_6H_{13}$ | 1,85[4] | 1,90 |
| 2, Chlorheptan | $CH_3—CHCl—C_5H_{11}$ | 2,03[4] | 1,90 |
| *n*-Butylchlorid | $CH_2Cl—CH_2—CH_2—CH_3$ | 1,97[5] | 1,90 |
| *iso*-Butylchlorid | $CH_2Cl—CH(CH_3)_2$ | 1,96[5] | 1,90 |
| *sec*-Butylchlorid | $CH_3—CHCl—CH_2—CH_3$ | 2,09[5] | 1,90 |
| *tert*-Butylchlorid | $CCl—(CH_3)_3$ | 2,15[5] | 1,90 |
| 1,2 Dichloräthan | $CH_2Cl—CH_2Cl$ | 1,86 | min. 0, max. 3,57 |
| 1,2 Dichlorpropan | $CH_2Cl—CHCl—CH_3$ | 1,85 | min. 0, max. 3,57 |
| 1,3 Dichlorpropan | $CH_2Cl—CH_2—CH_2Cl$ | 2,23 | min. 0, max. 3,74 |
| *p*-Xylylendichlorid | $CH_2Cl—C_6H_4—CH_2Cl$ | 2,23[6] | min. 0, max. 3,57 |

der charakteristischen Momente der konstituierenden Atome und Gruppen auszurechnen, wie es zuerst von Thomsen[7]) vorgeschlagen wurde.

Kürzlich haben Eucken und Meyer[8]) die charakteristischen Momente der Bindungen zwischen zwei Atomen oder Gruppen anstelle der Momente der Atome oder Gruppen selbst eingeführt.

Dieses Vorgehen ist wohl vorzuziehen[9]), da es wenigstens teilweise den gegenseitigen Effekt der Atome, zwischen denen die Bindung liegt, in Betracht zieht. Die von Eucken-Meyer vorgeschlagene Methode wurde daher zur Berechnung der Momente der hier gemessenen Verbindungen verwandt. Diese sind in Tab. III zusammen mit den beobachteten Werten aufgeführt. In dieser Tabelle sind auch Werte für einige andere, früher gemessene Alkali-Halogen-Verbindungen berechnet, um sie bei der folgenden Diskussion zur Hand zu haben. Alle Momente sind auf Grund der Werte von Eucken und Meyer für die Bindungsmomente und die Valenzwinkel berechnet. Für Moleküle, bei denen die freie Drehbarkeit der Gruppen den Wert des Momentes beeinflussen kann, wurden die minimalen und maximalen Werte des resultierenden Momentes angegeben.

Die Substanzen der Tab. III können in zwei Gruppen eingeteilt werden. Diejenigen der ersten Gruppe haben feste Momente, die durch die freie Drehbarkeit nicht geändert werden. In der zweiten Gruppe sind die Momente von der Drehbarkeit abhängig.

In der ersten Gruppe ist eine interessante Regelmäßigkeit wahrzunehmen. Werden die Wasserstoffatome an einem Kohlenstoffatom, an das ein oder zwei *Cl* angehängt sind, durch Alkyl-Gruppen ersetzt, so nimmt das Moment zu. So ist das Moment von Äthylchlorid größer als das des Methylchlorides; und die Momente von 3-Chlorheptan und 4-Chlorheptan sind annähernd gleich dem von 2-Chlorheptan ($\mu = 2{,}03$) und größer als das von 1-Chlorheptan. Auch in den Reihen Methylenchlorid, 1,1 Dichloräthan, 1,1 Dichlorpropan und 2,2 Dichlorpropan, nimmt das Moment zu, wenn die Wasserstoffe des Kohlen-

1) Sänger, Physik. Zeitschr. **32**, 21, 1931.

2) Sänger, Physik. Zeitschr. **27**, 556, 1926, gibt 1,59 an; Mahanti und Das Gupta, Journ. Ind. Chem. Soc. **6**, 411, 1929, geben 1,61 an.

3) Sircar, Ind. Journ. Phys. **3**, 197, 1928, und Smyth und Morgan, Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 1547, 1928.

4) Errera und Sherill, Journ. Amer. Chem. Soc. **52** 1995, 1930.

5) Parts, Zeitschr. f. Phys. Chem., B, **7**, 336, 1930.

6) Weissberger und Sängewald, Physik. Zeitschr. **30**, 801, 1939.

7) Phil. Mag. (6) **46**, 513, 1923.

8) Physik. Zeitschr. **29**, 397, 1929.

9) Hierzu vgl. die ausgezeichnete kritische Zusammenstellung von H. Sack, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **8**, 339, 1929.

stoffe, an dem die zwei Chloratome hängen, durch Alkyl-Gruppen ersetzt werden. Das Moment von 2,2 Dichlorpropan stimmt mit dem berechneten überein. Eine noch auffallendere Reihe wird gebildet durch die vier isomeren Butylchloride. *n*-Butylchlorid und *iso*-Butylchlorid haben beide zwei Wasserstoffatome an dem Kohlenstoff mit den Chloratomen, und ihre Momente sind dieselben. Die Substitution einer Methylgruppe für eines dieser Wasserstoffe ergibt im sekundären Butylchlorid ein höheres Moment, und die Substitution beider Wasserstoffe erzeugt im tertiären Butylchlorid ein noch größeres Moment.

Die kleinen Momente von Methylenchlorid und Chloroform, die wesentlich unter den berechneten liegen, werden gewöhnlich der gegenseitigen Abstoßung der benachbarten Chloratome zugeschrieben, durch die die Winkel zwischen den *CCl*-Momenten[1]) vergrößert würden.

Falls eine solche Abstoßung existiert, so sollte sie auch zwischen den benachbarten Chloratomen in den Verbindungen $CHCl_2—CH_3$, $CHCl_2—CH_2—CH_3$ und $CH_2—CCl_2—CH_3$ vorhanden sein und ein Moment derselben Größenordnung wie das von $CH_2Cl_2$ ($\mu = 1{,}60$) ergeben. Die Momente sind jedoch viel größer, nämlich $\mu = 1{,}98$, $\mu = 2{,}06$ und $\mu = 2{,}18$. Der letzte Wert ist derselbe wie der für diese Substanz berechnete. Es ist schwer, diese Werte auf Grund von Abstoßungskräften zu verstehen, da kleinere Momente erwartet werden, oder man annehmen müßte, daß gleichzeitig eine kompensierende Polarisation der substituierten Methylgruppen durch das Chlor auftritt, wie es von Stuart[2]) angenommen wurde. Während dies zwar quantitativ die Reihenfolge in der Zunahme der Momente wiedergibt, so erklärt es z. B. doch nicht das viel größere Moment von $CH_3—CCl_2—CH_3$ im Vergleich mit $CH_2Cl_2$, es sei denn, daß man äußerst große induzierte Momente im $CH_3$ annimmt[3]).

Es scheint aber keine Wahrscheinlichkeit für das Vorhandensein so großer induzierter Momente in den Methyl-Gruppen zu bestehen. Folglich ist es nicht möglich, das Auftreten dieser zu großen Momente zu erklären durch Abstoßung zwischen den angrenzenden Chloratomen im selben Grade wie im Methylenchlorid. Debye und seine Mitarbeiter haben gezeigt, daß der Abstand der beiden Chloratome in Methylenchlorid größer ist als der zwischen zwei Chloratomen im Kohlenstofftetrachlorid. Dies wurde aus Röntgeninterferenzmessungen geschlossen, und es ergab sich ein Wert von 3,1 Å für den Abstand zwischen 2 *Cl* im Kohlenstofftetrachlorid[1]), verglichen mit 3,9 Å für den Abstand zwischen den Chloratomen im Methylenchlorid[2]).

Da die Dipolresultate nicht durch Abstoßungen zwischen den Chloratomen erklärt werden können, muß man eine andere Erklärung suchen, wie auch für die Vergrößerung des *Cl*-Abstandes in Methylenchlorid. Wir gelangen zu einer solchen Erklärung, wenn wir annehmen, daß die Abstoßung nicht die Hauptursache für das kleinere Moment des Methylenchlorid darstellt, sondern, daß dieses größtenteils durch die Polarisation der Chloratome durch die Protonen der Wasserstoffatome hervorgerufen wird, wenn beide, wie in diesem Falle, an dasselbe Kohlenstoffatom gebunden sind. Ein ähnlicher Effekt wurde von Debye[3]) im Falle des *HCl* angegeben, das ein beinahe sechsmal kleineres Moment hat als das unter Außerachtlassung der Polarisation der Chlorionen durch die Wasserstoffprotonen berechnete. Es ist richtig, daß bei unseren Substanzen die Kräfte nicht von der gleichen Größenordnung sind, da die zwei fraglichen Atome nicht direkt sondern mittelbar durch ein Kohlenstoffatom miteinander verbunden sind. Trotzdem kann dieser Fall als eine erste Näherung[4]) angesehen werden.

Die Wirkung dieses Polarisationseffektes kann man sich in einer oder in beiden von 2 möglichen Weisen vorstellen. Man kann annehmen, daß die Wasserstoff- und Chloratome infolge der Polarisation näher zusammengezogen werden, dadurch ein Verflachen des normalen Valenztetraeders und ein Spreizen der Chlorvalenzen hervorrufend. Oder es kann angenommen werden, daß das Proton die normale Elektronenver-

1) Siehe z. B. Smyth, Journ. Amer. Chem. Soc. 52, 2238, 1930.

2) Physik. Zeitschr. **31**, 80, 1930.

3) Die Resultierende der Momente der beiden $CH_3$-Gruppen müßte 1,10 sein (Moment dieses Molekülteils = 2,2 abzüglich des resultierenden Momentes 1,1 der 2 *Cl* im $CH_2Cl_2$). Das würde aber Momente von 0,96 für jedes $CH_3$ bedeuten, wenn Valenzwinkel von 120° angenommen werden. Es scheint unwahrscheinlich, daß die $CH_3$-Momente kleinere Winkel bilden, da dies ein Entfernen von den *Cl* bedeuten würde, die ja die $CH_3$ anziehen.

1) Physik. Zeitschr. **30**, 525, 1929. Diese Werte wurden später durch genauere Rechnungen korrigiert auf 2,99 Å für $CCl_4$ und auf 3,23 für $CH_2Cl_2$ (siehe Debye, Zeitschr. f. Elektrochemie **36**, 613, 1930 und L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 265, 1931). Es wurden trotzdem diese angenäherten Werte benutzt, da für 1,1 Dichloräthan bis jetzt ebenfalls nur ein ungefährer Wert vorliegt. Der Natur der Korrektion nach scheint es unwahrscheinlich, daß die Reihenfolge der angenäherten Werte für den Abstand in Methylenchlorid und 1,1 Dichloräthan geändert wird. Die vorliegende Diskussion fußt nur auf dieser Reihenfolge.

2) Physik. Zeitschr. **30**, 525, 1929.

3) Polar Molecules, Chem. Cat. Co., 1929, Seite 59/63. (Deutsche Ausgabe S. 70ff.)

4) In diesem Zusammenhang vergleiche Hund, Leipziger Voträge 1929, Seite 78/82.

teilung in den angrenzenden Chloratomen deformiert und so ohne Verbiegung der Tetraedervalenz ein kleineres Moment für die *C—Cl*-Bindung erzeugt[1]).

Wie auch immer der Mechanismus dieses Vorganges sein mag, diese Erklärung ist jedenfalls mit allen beobachteten Daten in Übereinstimmung. Ersetzt man z. B. ein Wasserstoffatom im Methylenchlorid durch eine Methylgruppe, so sollte der Polarisationseffekt in den zwei Chloratomen verkleinert werden, da nur ein *H* am Kohlenstoffatom, an dem die zwei *Cl* hängen, verbleibt. Folglich sollte eine geringere Verzerrung resultieren. Auch sollte sich so ein höheres Dipolmoment ergeben, da dann die *CCl*-Momente unter einem kleineren Winkel zueinander stehen. Die beobachteten Daten für $HCCl_2—CH_3$ unterstützen diese Ansicht. Der Abstand der Chloratome ist 3,4 Å[2]), ein kleinerer Wert als der für Methylenchlorid. Das Dipolmoment ist $\mu = 1{,}98$, im Vergleich zu $\mu = 1{,}60$ für Methylenchlorid. Ähnlich verhält es sich, wenn beide Wasserstoffatome des Methylenchlorides durch Methylgruppen ersetzt werden (2,2 Dichlorpropan); dann wird ein noch höheres Moment beobachtet.

Alle Momente der anderen Substanzen der ersten Gruppe der Tab. III sind von diesem Standpunkt aus erklärbar.

Die zweite Gruppe in Tab. III enthält diejenigen Substanzen, deren Momente beeinflußt werden durch die mögliche freie Drehbarkeit, wie sie in der organischen Chemie postuliert wird.

Die minimalen Momente entsprechen den Stellungen der Molekülteile, in denen die Einzelmomente sich weitgehend kompensieren, die maximalen den Stellungen, in denen sie sich weitgehend addieren. Bei Abwesenheit von äußeren Kräften würde man erwarten, daß die zwei Chloratome in einem Molekül wie $CH_2Cl—CH_2Cl$ durch die Wasserstoffatome am gegenüberliegenden Kohlenstoffatome angezogen würden, daher so lange um die *C-C*-Achse rotieren würden, bis das Moment o wird. Die Tatsache, daß ein Moment 1,86 für dieses Molekül beobachtet wird, würde dann der thermischen Energie zuzuschreiben sein, die bestrebt ist, das Molekül aus dieser „trans"-Stellung herauszudrehen. Aus der Formel und der Gleichheit des Momentes für $C—H$ und $C—CH_3$ kann geschlossen werden, daß 1,2 Dichlorpropan dasselbe Minimum-, Maximum- und beobachtete Moment zeigen muß, wobei jeglicher Polarisationseffekt durch den Rotationseffekt verdeckt wird.

1) Auf diese Möglichkeit wies P. Debye (Zeitschr. f. Elektrochem. **36**, 615, 1930) hin, obwohl er sie als wenig wahrscheinlich ansah.

2) Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 142, 1930.

Im Vergleich hierzu hat 1,3 Dichlorpropan mit den Chloratomen an den Endkohlenstoffatomen ungefähr dasselbe Maximummoment (3,74 anstatt 3,57) wie 1,2 Dichlorpropan. Dieses Maximummoment entspricht einer Form, in welcher jedes der resultierenden Momente der zwei *H* und des *Cl* an jedem Endkohlenstoff parallel zueinander liegen und zwar in derselben Ebene. Diese Ebene bildet einen Winkel von 76° mit der Ebene, welche die drei *C* und auch die Resultierende der beiden *H* des zentralen *C* enthält.

Noch eine zweite Anordnung ist möglich, bei der alle drei Kohlenstoffatome in derselben Ebene liegen, und diese Ebene auch alle oben erwähnten Resultanten enthält, wobei die der zwei *Cl* in derselben Richtung liegen. Das Moment für diese Konfiguration ist 3,67 — beinahe das Maximum. Dieses Moment ist nicht dasjenige, das gerade noch vor Einstellen des Maximums[1]) erreicht wird. Diese Form entspricht einer Rotation der beiden Endkohlenstoffatome um einen Winkel von ungefähr 80° aus der Maximumstellung heraus. In Zwischenstellungen zwischen diesen beiden ist das Moment noch hoch (ungefähr 3,4).

Man könnte denken, daß dieser Tatsache das höher beobachtete Moment gegenüber $CH_2Cl—CHCl—CH_3$ und $CH_2Cl—CH_2Cl$ zugeschrieben werden kann. Daß diese Faktoren wahrscheinlich doch nicht für das höhere Moment maßgebend sind, zeigt ein Vergleich mit $CH_2Cl—C_6H_4—CH_2Cl$ (dessen Struktur von der dieser beiden letzten Moleküle nur insofern abweicht, als der Abstand zwischen den *Cl* größer ist), dessen Minimum- und Maximummoment dasselbe ist wie bei 1,2 Dichloräthan und 1,2 Dichlorpropan, das jedoch ein beobachtetes Moment wie das des 1,3 Dichlorpropan aufweist. In diesem letzteren Fall ist der Abstand der *Cl* ebenfalls größer. Trotz der begrenzten Beweiskraft dieser Fälle scheint es, daß das Moment eines nichtstarren Moleküles von dem hier behandelten Typus wesentlich durch den Abstand der polaren Gruppen voneinander bestimmt wird.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. P. Debye bestens danken, der mir alle notwendigen Mittel im Physikalischen Institut der Universität Leipzig zur Verfügung stellte und meine Arbeit mit Rat förderte. Ich möchte auch Herrn Dr. H. Sack für sein Interesse und seine Hilfe danken.

1) Ein Moment mit diesem Wert muß noch existieren, wenn eine kleinere Verdrehung aus der Maximumstellung betrachtet wird.

Leipzig, Physikal. Inst. der Univ., und Univ. Durham (North Carolina) U. S. A., Chem. Abtlg., März 1931.

(Eingegangen 31. März 1931.)

## Der Einfluß elektrischer Entladungen auf die Sekundäremission der Kathode.

Von T. I. Câmpan.

Aus den Ergebnissen der letzten Arbeiten über die Sekundäremission von Metallen, die durch die Stöße positiver Ionen verursacht wird[1] [2] [3] [4] [5], ist bekannt, daß dieselbe einerseits von der Natur der positven Ionen[6] [7], andererseits von der Natur des Metalles selbst, besonders aber auch von der Oberflächenbeschaffenheit desselben hinsichtlich ad- und absorbierter Gase abhängt. Die Sekundäremission ist kleiner, wenn die Metalloberfläche entgast ist, größer, wenn sie mit einer absorbierten Gasschicht bedeckt ist. Die für das Fortbestehen einer elektrischen Entladung notwendigen Elektronen werden, unseren heutigen Ansichten[8] zufolge, durch die Sekundäremission der Kathode geliefert, welche ihrerseits durch die Stöße der positiven Gasionen verursacht wird. Die Geschwindigkeit der letzteren entspricht (annähernd) dem (normalen) Kathodenfall, also einer Größe, die sowohl für das Gas, in welchem die Entladung stattfindet, als auch für das Kathodenmetall charakteristisch ist. Außerdem wird angenommen, daß der Grad der Entgasung der Kathode[9]), wie auch besonders die Gasbeladung derselben[10]) während der Entladung auf die Größe des normalen Kathodenfalles verschiedener Gase von Einfluß ist.

Trotz der großen Zahl der Originalarbeiten auf diesem Gebiete steht eine befriedigende Erklärung über den Mechanismus der Gasentladungen wie auch speziell der Unterschiede im normalen Kathodenfall verschiedener Gase und verschiedener Kathodenmetalle noch aus, hauptsächlich wohl wegen der großen Zahl verschiedener Erscheinungen, die hierbei mitwirken. Zweifellos ist einer der Hauptfaktoren hierbei die Sekundäremission der Kathode. Die genaue quantitative Kenntnis derselben und ihrer Änderung bei Änderung der Oberflächenbeschaffenheit der Kathode während der Entladung ist daher von Wichtigkeit.

Für Untersuchungen in dieser Richtung ist die merkliche Abhängigkeit der Sekundäremission der Metalle, verursacht durch den Stoß positiver Ionen, von der Oberflächenbeschaffenheit derselben sehr geeignet. Zweck der vorliegenden Arbeit ist es, diese Oberflächenbeschaffenheit einer Platinkathode vor und nach einer elektrischen Entladung durch Messung der Sekundäremission, die durch das Auftreffen positiver $K$-Ionen verursacht wird, zu untersuchen.

### Apparat und Methode.

a) Für die Entladung: Als Kathode $C$ (Fig. 1) dient ein Platinblättchen (Dicke etwa 0,1 mm, Länge etwa 25 mm, Breite 20 mm). Dieses Blättchen befindet sich auf einem dünnen Platinnetz, welches auf einem Rahmen aus Platin befestigt ist. Das Netz kann durch elektrischen Strom bis zum Glühen erhitzt werden. Auf diese Weise kann auch das Platinblättchen fast bis zu Rotglut gebracht werden. Als Anode $A$ dient eine Nickelscheibe (Durchmesser etwa 12 mm), welche ebenfalls mit einem Platinblättchen bedeckt ist. Die Anode ist an einer mittels Schliff drehbaren Rolle befestigt und kann in dieser Weise der Kathode $C$ genähert oder von derselben entfernt werden. Die Entladung findet zwischen $A$ und $C$ statt. Sowohl Zünd- als auch Brennspannung werden mit einem Präzisionsvoltmeter gemessen, welches zwischen $A$ und Erdleitung,

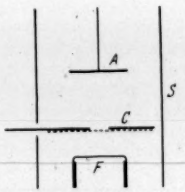



Fig. 1.

also parallel der Entladung eingeschaltet ist. Die Entladungsstromstärke wird mit einem zwischen Kathode und Erdleitung geschalteten Zeigergalvanometer von geringem Widerstand gemessen.

b) Für die Bestimmung der Sekundäremission. Die positiven $K$-Ionen werden von einem mit Kunsmansalz bedeckten Filament $F$ geliefert. Zwischen $F$ und $C$ wird eine veränderliche Spannung, Maximum 750 V, angelegt; $C$ ist ständig geerdet. Zwischen $A$ und $C$ liegt eine entgegengesetzte Spannung, die immer um

1) Fr. Horton and A. C. Davies, Proc. Roy. Soc. London (A) **95**, 333, 1919.
2) W. J. Hooper, Journ. Frankl. Inst. **201**, 311, 1926.
3) L. W. Jackson, Phys. Rev. **23**, 524, 1926.
4) E. Badareu, Bul. Fac. Stiinţe. Cernăuţi III 1, 1929.
5) T. I. Câmpan, Physik. Zeitschr. **30**, 858, 1929.
6) F. M. Penning, Proc. Amsterdam **31**, 14, 1928, Nr. 1.
7) M. L. E. Oliphant, Proc. Roy. Soc. London (A), 127, 273, 1930; Oliphant and P. B. Moon, Proc. Roy. Soc. London (A) **127**, 388, 1930.
8) Vgl. E. Badareu, Physik. Zeitschr. **25**, 137, 1924.
9) Gustav Barth, Ann. d. Phys. **3**, 253, 1929.
10) R. Seeliger, Gasentladungen 1927, S. 222 u. f.

80 V größer ist als die an $C$ und $F$ liegende. Die $K$-Ionen treten also durch die runde Öffnung der Kathode mit der der Spannungsdifferenz zwischen $F$ und $C$ entsprechenden Geschwindigkeit in den Raum zwischen $A$ und $C$. Wegen des größeren Gegenfeldes kehren sie hier um und treffen auf die Platte $C$ und auf den unbedeckten Teil des Netzes und zwar mit derselben Geschwindigkeit, mit der sie durch die Öffnung von $C$ durchtraten, da im Hochvakuum gearbeitet wird und Energieverluste durch Zusammenstöße nicht stattfinden. Die sekundären Elektronen, die aus der Kathode durch das Auftreffen der positiven Ionen ausgelöst werden, werden gegen die Anode beschleunigt und von derselben gesammelt. Die Gesamtstärke des positiven Ionenstromes wird mit einem Galvanometer (Empfindlichkeit $2 \cdot 10^{-9}$ Amp.) gemessen, das in dem Glühanodenkreis eingeschaltet ist, die Stärke des sekundären Elektronenstromes mit einem zweiten Galvanometer (Empfindlichkeit $5 \cdot 10^{-11}$ Amp.), das zwischen $A$ und dem positiven Pol der Batterie eingeschaltet ist.

Um die Sekundäremission in Prozenten der Gesamtzahl der sie verursachenden positiven Ionen bestimmen zu können, wird vorausgesetzt, daß sie durch die Gesamtzahl jener positiven Ionen hervorgerufen wird, welche durch die Öffnung der Kathode in den Raum zwischen $A$ und $C$ eintreten; d. h. es wird angenommen, daß die Zahl der positiven Ionen, die bei der Rückkehr gegen $C$ durch die Öffnung wieder in den Raum zwischen $C$ und $F$ treten, sehr klein ist im Verhältnis zur Gesamtzahl der durchgetretenen Ionen. Weiterhin wird angenommen, daß die Sekundäremission, welche durch die nicht durch die Öffnung der Kathode durchtretenden positiven Ionen aus der gegen die Glühanode liegenden Oberfläche derselben ausgelöst wird und die Gesamtstromstärke zwischen $F$ und $C$ vergrößert, in Prozenten gleich ist der Sekundäremission, die aus der Oberfläche der Kathode durch die durch sie hindurchgetretenen Ionen verursacht wird. Drittens wird angenommen, daß das Verhältnis der Zahl positiver Ionen, welche durch die Kathode hindurchgehen, zur Gesamtzahl der von der Glühanode emittierten Ionen für gleiche Geschwindigkeit derselben ebenfalls gleich bleibt, sei es, daß zwischen $C$ und $A$ überhaupt kein elektrisches Feld vorhanden ist (dies ist bei Messung dieses Verhältnisses der Fall), sei es, daß hier eine der Spannung zwischen $F$ und $C$ entgegengesetzte angelegt ist. Der Wert dieses Verhältnisses wurde experimentell bestimmt, indem einerseits die Gesamtstromstärke der von der Glühanode ausgesendeten positiven Ionen, andererseits gleichzeitig die Stärke des durch die Kathodenöffnung hindurchgegangenen und von der Anode $A$ aufgenommenen Stromes positiver Ionen gemessen wurde, während zwischen $A$ und $C$ keine Spannung lag. So konnte festgestellt werden, daß dieses Verhältnis nur von der geometrischen Anordnung von $F$ und $C$ und von ihrer Form abhängt, ferner daß es für zwischen 150 und 750 V liegende Geschwindigkeiten der positiven Ionen konstant bleibt. Auf Grund dieser Voraussetzungen gilt zur Berechnung der Sekundäremission in Prozenten der sie hervorrufenden positiven Ionen die Formel

$$\text{Sekundäremission in Proz.} = \frac{\alpha}{I/i - \beta},$$

wo $\alpha$ und $\beta$ zwei Konstante sind, in welche das Verhältnis der durch die Kathodenöffnung durchtretenden und der nicht durchtretenden positiven Ionen wie auch das Verhältnis der Galvanometerempfindlichkeiten eingeht; $I$ ist die Gesamtstromstärke der von der Glühanode emittierten positiven Ionen und $i$ die Stärke des sekundären, von $A$ gesammelten Elektronenstromes.

Der Kupferzylinder $S$ ist mit der Glühanode ständig über einen Widerstand von 30000 $\Omega$ verbunden. Er hat folgenden Zweck: Er verhindert, da er das Potential der Glühanode hat, die Diffusion der positiven Ionen gegen die Wand, so daß bei der Messung der Sekundäremission die positiven Ionen gegen den zentralen Teil des Elektrodensystems $A$-$C$-$F$ gelenkt werden. Während der Entladung sind Zylinder und Glühanode über einen Anilinwiderstand an Erde gelegt; dadurch wird ein nicht übersehbarer Einfluß von Wandladungen auf die Entladung verhindert.

Die Apparatteile $F$, $C$, $A$ und $S$ sind in einem Glasrohr von 6 cm Durchmesser und 25 cm Länge eingebaut. Letzteres steht durch ein Seitenrohr über eine Kühlfalle mit dem Pumpenaggregat und einem Mc Leod-Manometer in Verbindung. Ein zweites Seitenrohr, an welches ebenfalls flüssige Luft gelegt werden kann, dient zur Einführung der Gase. Die Durchführungen zur Erwärmung der Folie und des Netzes $C$ waren mit weißem Siegellack verschlossen.

Untersucht wurde der Einfluß der Entladungen in $H_2$, $O_2$ und $N_2$ auf die Sekundäremission der Kathode. Die Gase $H_2$ und $O_2$ wurden elektrolytisch nach G. Niese[1]), $N_2$ nach P. Waran[2]) hergestellt. Diese Gase standen vor Gebrauch einige Wochen lang in Glasgefäßen in Berührung mit $CaCl_2$ oder $P_2O_5$.

Der Übergang von der Messung des Entladungsstromes zur Messung der Sekundäremission konnte mit Hilfe eines Kommutators

1) G. Niese, Physik. Zeitschr. **24**, 12, 1923.
2) H. P. Waran, Phil. Mag. **42**, 246, 1921.

schnell bewerkstelligt werden. Die Entladungen in den einzelnen Gasen fanden bei folgenden Drucken statt: In $H_2$ bei etwa 1 mm $Hg$, in $N_2$ bei 0,3—0,4 mm $Hg$, in $O_2$ bei 0,6—0,2 mm $Hg$[1]). Die Sekundäremission wurde immer im Hochvakuum gemessen, d. h. bei etwa $10^{-5}$ mm $Hg$. Der Entladungsstrom betrug in allen Gasen 0,8—1 mA. Als Brennspannung wurde der Minimalwert in jener Spannungsreihe genommen, die man erhält, wenn man die Elektroden einander nähert (dieser Minimalwert dient, wie bekannt, auch zur Definition des normalen Kathodenfalles). Die Entladungsstromstärke konnte während der Dauer derselben mit Hilfe eines als Potentiometer in den Anodenkreis eingeschalteten Schiebewiderstandes konstant gehalten werden.

Ergebnisse. Zuerst wurde die Sekundäremission der Kathode, die vorher nur mit Salpetersäure und hierauf mit destilliertem Wasser gereinigt worden war, bei einem Drucke von $10^{-5}$ mm $Hg$ gemessen. Sie hatte in diesem Falle maximale Werte; bei einer Geschwindigkeit der positiven Ionen von 500 V betrug sie oft bis 40 Proz. Dieser hohe Wert der Sekundäremission bleibt aber nicht konstant, sondern wird schon durch das Auftreffen der positiven Ionen ständig verringert. Diese Abnahme ist von einer Ionengeschwindigkeit von 300 V beginnend deutlich ausgeprägt. Man erhält aus diesem Grunde in einer zweiten Messungsreihe trotz ungeänderter Versuchsbedingungen kleinere Werte für die Sekundäremission, als in der ersten Reihe. In den folgenden Messungen erhält man immer kleiner werdende Werte. Die Sekundäremission nimmt also mit wachsender Zahl der Messungen ab. Diese Abnahme, für welche sich eine Grenze nicht genau bestimmen läßt, kann nur dadurch erklärt werden, daß durch das Auftreffen schneller positiver Ionen die am Metall adsorbierte Gasschicht vernichtet wird. Kurve I in Fig. 2 stellt den in der zweiten Messungsreihe beobachteten Gang der Sekundäremission als Funktion der Geschwindigkeiten der positiven Ionen dar. Bis zu Geschwindigkeiten von etwa 500 V steigen die Werte rasch an, für größere Geschwindigkeiten sind sie merklich konstant. Dieser Gang der Werte kann jedoch nicht als eine Sättigung der Sekundäremission gedeutet werden, weil der wahre Wert derselben durch die Entgasung des Metalles durch die positiven Ionen modifiziert wird. In einigen Messungsreihen wurde sogar beobachtet, daß die Kurve durch ein Maximum geht, welches zwischen 450—650 V liegt. Auch wurde im Laufe der Messungen beobachtet, daß der Gang der Werte einerseits von der Stärke des primären Ionenstromes, andererseits von der Schnelligkeit, mit der die Messungen einer Reihe aufeinanderfolgen, abhängt. Diese Zeitintervalle betrugen, da beide Galvanometer aperiodisch waren, etwa 5 Minuten. In der Regel entsprechen die Kurven, die ein Maximum aufweisen, einer längeren Messungsdauer (10 bis 15 Min.), oder einer sehr hohen primären Stromstärke. Aus diesem Grunde konnten quantitative und reproduzierbare Werte für die Sekundäremission für diese Bedingungen der Oberfläche nicht erhalten werden.

Es muß hervorgehoben werden, daß in diesem Falle die Entgasung keineswegs durch eine Erwärmung des Metalles verursacht wird.

Diese hohen Werte der Sekundäremission der Platinkathode können reproduziert werden, wenn die letztere mindestens eine Woche lang in Luft von Atmosphärendruck steht oder aber von neuem gewaschen wird.

Hingegen sind die Werte der Kurven II und III, welche den Gang der Sekundäremission als Funktion der Geschwindigkeiten der positiven Ionen, aufgenommen sofort nach einer Entladung zwischen $A$ und $C$, darstellen, charakteristisch und reproduzierbar. Kurve II gibt die Messungen in $H_2$, Kurve III die in $N_2$ wieder, Dauer der Entladung mindestens 5 Min., $C$ Kathode. Die Kurven II und III stellen einen Endzustand der Sekundäremission dar; denn bei kürzerer Entladungsdauer (einige Sekunden bis 2 Minuten) erhält man Kurven, welche einen Übergang von Kurve I zu Kurve II und III darstellen, d. h. vom Zustande hoher Emission zu dem genannten Endzustande. Aus Fig. 2 ersieht man, daß nach einer Entladung in $H_2$ die Sekundäremission stetig

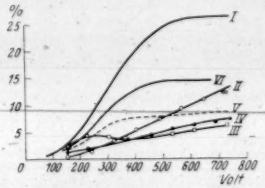



Fig. 2.

und linear mit der Geschwindigkeit der positiven Ionen ansteigt und zwar von 0,5 Proz. bei 150 V bis zu etwa 13 Proz. bei 750 V. Anders nach einer Entladung in Stickstoff. Hier beträgt die Sekundäremission bei 150 V etwa 2,5 Proz., scheint dann bei 200—250 V durch ein Maximum zu gehen, um erst von 400 V angefangen ständig, jedoch viel schwächer als nach einer Entladung in $H_2$ zuzunehmen. Man sieht, daß die Sekundäremission nach einer Entladung in $N_2$ bei Ionen-

[1]) In $O_2$ fiel der Druck während der Entladung sehr stark.

geschwindigkeiten bis 300—350 V größer ist als nach einer Entladung in $H_2$, bei größeren Geschwindigkeiten jedoch kleiner; so erreicht sie bei 750 V nur 6—7 Proz.

Kurve IV stellt die Sekundäremission nach einer Entladung in $O_2$ dar. Auch sie unterscheidet sich von den beiden anderen, aber es kann nicht behauptet werden, daß sie für die Sekundäremission nach einer Entladung in $O_2$ absolut charakteristisch wäre, denn aus den unter verschiedenen Bedingungen angestellten Versuchen folgt, daß der Gang der Sekundäremission nach einer Entladung in $O_2$ auch von eventuell vorher erfolgten Entladungen in einem anderen Gase abzuhängen scheint. Bis zu Ionengeschwindigkeiten von 400 V jedoch sind die Abweichungen von Kurve IV klein; erst für Geschwindigkeiten über 400 V werden sie merklicher.

Die quantitativen Unterschiede in den Werten der Sekundäremission sind, wie man aus den Ordinaten der Fig. 2[1]) ersieht, ziemlich groß.

Dieser charakteristische Gang der Sekundäremission unter den Versuchsbedingungen, unter denen die Kurven II, III und IV aufgenommen wurden, bleibt im Hochvakuum bis zu zwei Tagen, bei besonders stabilen Versuchsbedingungen auch wochenlang unverändert. Wird die Kathode im Hochvakuum nur etwa 6 Min. lang bis 300°—350° C [2]) erhitzt, so verschwindet der charakteristische Gang und die Sekundäremission wird größer. Kurve V stellt den Gang der Sekundäremission der Kathode nach einer solchen Erwärmung, nach vorhergehender Entladung in $N_2$ (Kurve III), dar. Analog ändert sich nach dem Erwärmen die Kurve II.

Kurve VI stellt die Sekundäremission der Kathode dar, die einen Tag nach dem Entfernen der flüssigen Luft beobachtet wurde; sie zeigt also den Einfluß der verschiedenen in der Kühlfalle kondensierten Dämpfe auf die Oberfläche der Kathode. Eine höhere Sekundäremission wird im übrigen auch beobachtet, wenn der Apparat eine längere Zeit hindurch mit $N_2$ von höherem Drucke gefüllt war.

Nach mehreren aufeinanderfolgenden, bei der Zündspannung[3]) stattfindenden Entladungen stieg dieselbe im Falle von $H_2$ und $N_2$ um höchstens 10 Proz., im Falle von $O_2$ etwas mehr. Ein eventueller, veränderlicher und nicht zu übersehender Einfluß von Wandladungen auf Zünd- oder Brennspannung wurde mittels des Schutzzylinders $S$ vermieden (Fig. 1). Das positive Potential dieses Zylinders wird durch die Größe des Anilinwiderstandes (etwa $8{,}8 \cdot 10^7$ Ω, über den er an Erde gelegt ist, und durch die Stärke des Stromes, der während der Entladung durch letzteren fließt, bestimmt. Diese Stromstärke war gegenüber der des Entladungsstromes zur Kathode $C$ sehr klein (0,27 Proz.), so daß das Potential des Zylinders etwa 30—40 Proz. kleiner war als das der Anode. Die Spannung zwischen Kathode und Zylinder betrug während der Entladung etwa 200 V. Durch diese Anordnung wurde zweierlei erreicht: Erstens war der Entladungszustand bei gleichem Drucke des Gases vollkommen reproduzierbar, zweitens war die Stärke des Stromes, der während der Entladung durch die Kathodenöffnung gegen $F$ durchtrat, so klein, daß die Ionenquelle durch die Entladungen sicherlich nicht beeinflußt wurde.

Die Brennspannungen in diesen Untersuchungen waren: In $H_2$ bei einem Drucke von etwa 1 mm $Hg$ fast konstant 320 V, in $O_2$ bei einem Drucke von 0,2—0,6 mm $Hg$ 370 V. In $N_2$ waren bei einem Drucke von etwa 0,5 mm $Hg$ diese Werte nicht konstant, sondern fielen im Laufe der Entladungen stark. Unmittelbar nach der Zündung waren sie im allgemeinen höher als in $H_2$, fielen aber nach einer Brenndauer von einigen Minuten bis 270—280 V. Diese Unregelmäßigkeiten der Brennspannung für $N_2$ können durch die in dieser Hinsicht sehr große Empfindlichkeit dieses Gases gegen kleinste Spuren von Fremdstoffen erklärt werden.

Die Dauer der Entladungen in den in den Kurven II, III und IV (Fig. 2) dargestellten Messungsreihen betrug 5—25 Min.

Folgerungen. Aus den mitgeteilten Ergebnissen können folgende Schlüsse gezogen werden: Die Sekundäremission einer nicht entgasten Metallkathode wird durch eine elektrische Entladung vermindert. Im Einklang mit den Ergebnissen anderer Arbeiten (Jackson l. c. usw.) kann dieser Effekt in dem Sinne gedeutet werden, daß durch die Entladung die an der Kathode adsorbierte Gasschicht zerstört wird. Außerdem bemerkt man jedoch, daß die nach einer Entladung kleine Sekundäremission des Kathodenmetalles nicht nur für die stattgefundene Entladung, sondern auch für das Gas, in dem sie stattfand, charakteristisch ist. Daraus folgt, daß durch die Entladung die Metalloberfläche in anderer Weise als wie es bei Adsorption der Fall ist, mit Gas beladen wird, oder aber, daß an der Metalloberfläche irgendwelche chemische Reaktionen stattfinden. So entstehen besondere und relativ stabile Oberflächenbedingungen, als deren Folge die Sekundäremission der Kathode nach einer Entladung für verschiedene Gase verschieden ist. Aus der Analyse der ersten Hälfte

1) Die Kurven der Fig. 2 sind als die typischesten aus den Ergebnissen von etwa 200 Messungsreihen ausgewählt worden.

2) Der Apparat gestattete keine höhere Erwärmung der Kathode.

3) Die Zündspannung wurde statisch gemessen.

der Kurven II, III und IV ersieht man, daß bis zu einer Ionengeschwindigkeit von 330 V die Sekundäremission nach einer Entladung in $N_2$ größer ist als nach einer in $H_2$; nach einer Entladung in $O_2$ dagegen ist die Sekundäremission von einer Ionengeschwindigkeit von 270 V angefangen kleiner als nach einer Entladung in $H_2$. Nimmt man an, daß die zur Erhaltung des Entladungsgleichgewichtes notwendige Höhe der Sekundäremission der Platinkathode 3—4 Proz. des auftreffenden primären Stromes der positiven Ionen beträgt, dann würden die Kurven II, III und IV sehr gut den Unterschied der normalen Kathodenfälle dieser drei Gase mit Platin als Kathode erklären. Diese Folgerung kann nicht als endgültig angesehen werden, denn die Sekundäremission der Kathode wird im Laufe einer Entladung nicht durch $K$-Ionen, sondern durch $H$-, $O$- oder $N$-Ionen verursacht.

Nun ist aus den Arbeiten von Penning, Oliphant u. a. (l. c.) bekannt, daß die Ausbeute an Sekundäremission aus Metallen, die durch Gasionen, besonders die der Edelgase, verursacht wird, viel größer ist als die durch Ionen der Alkalimetalle gleicher Geschwindigkeit; denn für die Sekundäremission kommt nicht nur die kinetische Energie der Ionen, sondern auch ihre potentielle, ausgedrückt durch das Ionisierungspotential, in Betracht. Weiter muß berücksichtigt werden, daß bei Gasentladungen noch andere Erscheinungen z. B. Ionisierungsausbeute bei Ionisierung der Gase durch Elektronen[1]), eine Rolle spielen.

Trotzdem zeigen die Kurven II, III und IV deutlich, daß durch die Entladung spezielle Oberflächenbedingungen der Kathode hinsichtlich der Sekundäremission geschaffen werden. Man kann annehmen, daß, wenn man die Sekundäremission nicht mit $K$-Ionen, sondern mit $H$-Ionen z. B. untersuchen würde, der Gang der Kurven, abgesehen von den viel höheren Ordinaten, der gleiche sein würde. Nun ist voraussichtlich die Fähigkeit, sekundäre Elektronen abzulösen, für die drei Arten von Gasionen ($H_2$, $N_2$ und $O_2$) wegen des geringen Unterschiedes in der Ionisierungsspannung nicht sehr verschieden und wird gegenüber $K$-Ionen nur um einen konstanten Faktor größer sein. Also wird man die oben mit $K$-Ionen beobachteten Erscheinungen auch im Falle von $H$-, $O$- und $N$-Ionen, nur im vergrößerten Maßstabe, erwarten dürfen, d. h. die beobachteten Unterschiede in der Sekundäremission werden hauptsächlich durch die Änderung der Oberflächenbedingungen der Kathode während einer Entladung verursacht. Letztere ist somit eine Teilursache für den Unterschied im normalen Kathodenfall verschiedener Gase bei gleicher Kathode. Ob die Änderung der Oberflächenbedingungen durch Entladungen in einer Gasbeladung oder chemischer Reaktion besteht, kann auf Grund der bisherigen Ergebnisse nicht entschieden werden. Versuche, diese Folgerung direkt und quantitativ zu prüfen, sind im Gange.

[1]) Was die Ionisierung der Gase durch positive Ionen anbetrifft, so ist die Ausbeute in Gasen, wenn sie in diesem Falle überhaupt vorhanden ist, so klein (vgl. R. M. Sutton, Phys. Rev. **33**, 364, 1929 u. T. I. Câmpan, Physik. Zeitschr. **30**, 858, 1929), daß sie vernachlässigt werden kann.

## Zusammenfassung.

1. Es wurde die durch positive $K$-Ionen hervorgerufene Sekundäremission einer Platinkathode, nachdem dieselbe dem Einflusse elektrischer Entladungen (bei normalem Kathodenfall) in den Gasen $H_2$, $N_2$ und $O_2$ ausgesetzt wurde, gemessen.

2. Aus den Kurven, welche den Gang der Sekundäremission als Funktion der Geschwindigkeiten der positiven Ionen darstellen, konnte festgestellt werden, daß durch die Entladung einerseits die an der Kathode adsorbierten Gasschichten, welche eine hohe Sekundäremission besitzen, vernichtet andererseits jedoch spezielle für jedes Gas charakteristische Oberflächenbedingungen von kleiner Sekundäremission geschaffen werden.

3. Diese charakterischen Sekundäremissionen der Kathode bis zu Ionengeschwindigkeiten von 400 V gestatten es, einige erklärende Schlüsse in Hinblick auf einen Teil des Mechanismus der elektrischen Entladungen zu ziehen.

Herrn Prof. E. Badareu sage ich für die Anregung zu diesen Untersuchungen und für sein stetes förderndes Interesse im Laufe derselben meinen aufrichtigsten Dank.

Cernăuți, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 23. Juni 1931.)

# BESPRECHUNGEN.

**F. Rinne, Grenzfragen des Lebens.** 128 S. mit 1 Tafel und 119 Textfiguren. Leipzig 1931. Quelle & Meyer. Geb. RM 10.—.

Eine Umschau im „Zwischengebiet der biologischen und anorganischen Naturwissenschaft nennt der Verfasser das Buch im Untertitel; er will damit einen Beitrag geben zu der alten Frage, ob zwischen der organischen lebenden Natur und der anorganischen Welt eine scharfe Grenze besteht oder es einen stetigen Übergang gibt. In ganz leichtverständlicher, durch viele sehr schöne Bilder unterstützter Darstellungsweise und wegen der Leichtverständlichkeit naturgemäß manchmal unter Verzicht auf ein Hinabsteigen in größere Tiefe werden viele der bekannten neben manchen, der Mehrzahl der nicht fachwissenschaftlich durchgebildeten Leser sicher unbekannten Analogien zwischen lebender und toter Substanz behandelt. Das Schlußergebnis ist, „daß die zurzeit übliche Unterscheidung von Organischem und Anorganischem — nicht zu Recht besteht". Es ist schade, daß so manche andere, besonders reizvolle Analogien wie z. B. das „Gedächtnis" der Materie und die Nachwirkungs- bzw. „Vererbungs"erscheinungen oder die oft überraschenden Stabilitätseigenschaften physikalischer Systeme nicht in den Kreis der Betrachtungen gezogen wurden, wie überhaupt vielleicht allzusehr kristallographische Gesichtspunkte im Vordergrund stehen. R. Seeliger.

**R. Weitzenböck, Der vierdimensionale Raum.** (Die Wissenschaft, Bd. 80.) 142 S. mit 52 Abb. Braunschweig 1929. Fr. Vieweg & Sohn. Geh. RM 9.—, geb. RM 10.60.

„Ich habe mich bemüht, aus der mir zugänglichen Literatur die markantesten Gedanken zu einem abgerundeten Ganzen zusammenzustellen und in leicht faßlicher Form darzulegen, in welcher Weise die Idee eines vierdimensionalen Raumes die Tätigkeit des menschlichen Geistes bis jetzt zu beeinflussen imstande war." Damit hat der Verfasser das Programm seines Buches umrissen. Betont man die leichte Faßlichkeit, nimmt man hinzu, daß die verarbeitete Literatur von der wissenschaftlichen mathematischen und physikalischen bis zur spiritistischen und phantastischen reicht, wobei in sehr geschickter Weise anschauliche Beispiele — zweidimensionale Wesen spielen als Akteure eine große Rolle — den Text würzen und erwartet man nicht, bis zu restloser Klärung geführt zu werden, so wird man das Buch mit viel Vergnügen lesen. Es ist eine merkwürdige und recht sympathische Mischung von wissenschaftlicher und Unterhaltungsliteratur und ist als solche gewertet von Anfang bis zu Ende interessant.

R. Seeliger.

**Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 1922—1929.** 8°. Bd. 1—8. Preis pro Band von RM 8.40—38.—. Berlin. Julius Springer.

Beim Erscheinen des 8. Bandes der Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften sei gleichzeitig auf den Inhalt der vorhergehenden Bände verwiesen. Behandelt wurden folgende Gebiete: Aggregatzustand, adsorbierter. H. Cassel, 6. Astronomie, Fortschritte. R. Prager, 1. Atmosphärenschichten. J. Bartels, 7. Atom- und Spektraltheorie. G. Wentzel, 1. Atombau und Magnetismus. Gerlach, 2. Atome, Durchgang von Elektronen. R. Minkowski, H. Sponer, 3. Atome und Moleküle, J. Frank, 2. Atomstrahlen, W. Gerlach, 3. Atomzertrümmerung, G. Kirsch, 5. Bandenspektren, R. Kratzer, 1. Comptonscher Streuprozeß, H. Kallmann, H. Mark, 5. Dipolmoment und Molekularstruktur, H. Sack, 8. Dipolmoment, elektrisches von Molekülen, I. Estermann, 8. Dissoziation, elektrolytische, F. Auerbach, 1. Dissoziationswärme von Gasen, H. Sponer, 6. Dreikörperproblem, Ellis Strömgren, 4. Elektrizitätsleitung in kristallisierten Stoffen, B. Gudden, 3. Elektrokapillarkurve, A. Frumkin, 7. Elektrolyse, E. Hückel, 3. Elektrolyte, starke, Theorie, Ortmann, 6. Elektronen als Sonden des Baues der Moleküle, E. Brüche, 8. Elemente, chemische, periodisches System, F. Paneth, 1. Element 72, F. Paneth, 2. Ferromagnetische Erscheinungen, W. Steinhaus, 6. Fixsterne, Bewegungen, J. Hopmann, 2. Gasabsorption, E. Pietsch, 5. Gase, lichtelektrische Ionisierung, P. Pringsheim, 5. Gasreaktionen, hydrogene, G.-M. Schwab, 7. Gittertheorie der festen Körper, G. Eckmann, 4. Gleichrichter und Ventile, Güntherschulze, 3. Ionen, Niels Bjerrum, 5. Isostasie, A. Frey, 4. Kaltreckung, G. Masing, M. Pollani, 2. Kinetik, chemische, M. Bodenstein, 1. Kontaktpotential, A. Coehn, 1. Kristallstruktur, A. Johnsen, 1. Lichtelektrische Wirkung, Photolumineszenz, P. Pringsheim, 1. Lichtquantenhypothese, P. Jordan, 7. Mechanik, statistische, P. Herz, 1. Meßverfahren, photographische, P. Seliger, 5/6. Meteorologie, dynamische, A. Wegener, 5. Milchstraßensystem, A. Kopff, 2. Molekelbau, F. Hund, 8. Nebel, galaktische, F. Becker, W. Grotrian, 7. Nernstscher Wärmesatz, A. Eucken, 1. Optische Instrumente, H. Boegehold, 8. Oxydkathoden, A. Wehnelt, 4. Parallaxenforschung, G. Schnauder, 2. Photochemie, M. Bodenstein, 1. Photometrie, E. Brodhun, 6. Planeten, G. Stracke, 4. Planeten, Strahlung, E. Schönberg, 5. Polhöhenschwankungen, P. Wanach, 2. Positionsastronomie, A. Kopff, 8. Quantenhafter Energieaustausch, bei Zusammenstößen von Atomen und Molekülen, J. Frank, 2. Quantentheorie, Hans Thirring, O. Halpern, 7 u. 8. Quellung, R. Katz, 3/4. Radioaktives Zerfallsgesetz, F. Kohlrausch, 5. Radiometerkräfte, G. Hettner, 7. Relativitätstheorie, H. Thirring, 1. Relativitätstheorie, astronomische Prüfungen, H. Kienle, 3. Resonanz, Fluoreszenz, magnetische Beeinflussung, W. Hanle, 4. Rhenium, I. u. W. Noddack, 6. Röntgenstrahlenspektroskopie, M. von Laue, 1. Sterne, Statistik der Leuchtkräfte, R. Heß, 3. Sterne, Strahlung, A. Brill, 3. Sterne, innerer Aufbau, H. Vogt, 6. Sterne, die Energiequellen, E. Freundlich, 6. Stickstoff, aktiver, O. Kneser, 8. Strahlen, $\beta$- u. $\gamma$-, L. Meitner, 3. Temperaturen, tiefe, F. Henning, 2. Thermoelektrizität, C. Benedicks, 8. Ultrarotforschung, G. Laski, 3. Wärmestrahlung, F. Henning, 1. Wärmestrahlung, fester Körper, H. Schmidt, 7. Wasserstoffatome, freie, Bonhöffer, 6. Wellen, rasch umlaufende, G. Grammel, 1. Zustandsgleichungen des festen Körpers, W. Braunbeck, 6. Zeemaneffekt, A. Landé, 2. Zeitbegriff, empirischer, A. v. Brunn, 4. Zeitmaß, Schwankungen, B. Meyermann, 7.

Die einzelnen Aufsätze sind von Autoren geschrieben, die mit dem betreffenden Gebiet auf Grund eigener Arbeiten innigst vertraut sind; es handelt sich somit um sachlich bestmöglichste Darstellungen, die einer besonderen Empfehlung nicht bedürfen.

R. Döpel.

---

**F. Auerbach und W. Hort, Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik.** I. Bd., 2. u. 3. Lieferung. Gr. 8°. XXVI u. 480 S. mit 303 Fig. Leipzig 1928. J. A. Barth. Subskriptionspreis RM 40.—. Einzelpreis RM 50.—. — II. Bd. XIV u. 673 S. mit 453 Fig. 1930. Subskriptionspreis RM 60.—, geb. RM 64.—. Einzelpreis RM 75.—, geb. RM 79.—. — IV. Bd., 1. Lieferung. VI u. 198 S. mit 186 Fig. 1929. Subskriptionspreis RM 16.—. Einzelpreis RM 20.—. — V. Bd., 2. Lieferung. VI u. 245 S. mit 100 Fig. 1928. Subskriptionspreis RM 19.20. Einzelpreis RM 24.—. — VI. Bd. XVIII u. 918 S. mit 737 Fig. 1928. Subskriptionspreis RM 76.—, geb. RM 80.—. Einzelpreis RM 95.—, geb. RM 99.—.

Seitdem die ersten Teilbände dieses umfangreichen und großzügig angelegten Handbuches hier[1]) besprochen wurden, ist in stetiger und verhältnismäßig rascher Folge die Mehrzahl der weiteren Lieferungen erschienen, so daß es jetzt möglich ist, das nun beinahe abgeschlossene siebenbändige Werk vollständig zu überblicken. Dieser Überblick bestätigt durchaus den im ganzen genommen sehr guten Eindruck, den schon die ersten Teile ausgelöst haben. Insbesondere bestätigt es sich erfreulicherweise, daß dieses Handbuch den anderen gleichzeitig erschienenen und erscheinenden Physikalischen Handbüchern nicht als Konkurrenz, sondern trotz vieler Überschneidungen als wichtige Ergänzung an die Seite tritt.

Die 2. und abschließende 3. Lieferung des I. Bandes beginnt mit einem Abschnitt von M. Winkelmann über die Prinzipe der Mechanik, worin die geschichtliche Entwicklung der bisherigen Versuche einer Axiomatik der Mechanik bis auf die neueste Zeit sehr sorgfältig dargestellt ist. Es folgt dann eine klare Übersicht über die Geometrie der Massen und die Theorie der Massenreduktion von R. Skutsch, weiter ein Abschnitt über die allgemeine Kinetik von R. Beyer, über die Kinematik der Schwingungen und Wellen von F. Auerbach und schließlich (unter dem Namen Zwangslaufmechanik) über die technische Kinematik oder Getriebelehre im Reuleauxschen und Burmesterschen Sinne wieder von R. Beyer.

Die Darstellung der analytischen und graphischen Statik von H. Reissner gibt von hoher Warte aus einen anschaulichen Überblick über das ganze Gebiet, ohne sich in lehrbuchmäßige Einzelheiten zu verlieren. Dann behandelt P. Stephan die Statik und Kinematik der einfachen Maschinen und der Hebezeuge, während die eigentlich hierher gehörende Statik der Fachwerke merkwürdigerweise in den IV. Band verwiesen ist. Die Statik und Kinetik der zweidimensionalen Gebilde (Seile, Riemen usw.) und die Theorie der Reibung von W. Hort und P. Stephan beschließen den I. Band.

Der ebenfalls fertig vorliegende II. Band umfaßt im wesentlichen die Kinetik. Er beginnt mit einem sehr straffen, in den Einzelausführungen wohl fast zu knappen Abschnitt über die allgemeine Kinetik von M. Winkelmann. Dann folgen drei leicht verständliche Monographien aus der bewährten Feder von Ph. Frank über die Relativitätsmechanik, über die Zentralbewegung und über die Himmelsmechanik einschließlich der Störungstheorie, sowie ein recht begrüßenswerter Anhang über Planetarien von F. Auerbach. In das Gebiet der Geophysik führt der Artikel von O. Hecker und O. Meisser über die irdische Schwere und ihre Messung. Hieran schließen sich O. v. Eberhard und E. Bollé mit sehr ausführlichen und beinahe lehrbuchartig gehaltenen Abschnitten über die äußere und innere Ballistik (einschließlich des Raketenproblems), sowie C. Göcke, der die physiologische Mechanik recht lesbar und plastisch darstellt.

Die 2. Lieferung dieses Bandes führt zur Mechanik im engeren Sinne zurück. O. Martienssen behandelt mit der Kenntnis des erfahrenen und selbst beteiligten Sachverständigen die Kreiseltheorie und die Kreiseltechnik. Der nächste Abschnitt von F. Auerbach bildet eine mosaikartige Zusammenstellung von mechanischen Demonstrationsapparaten zur Statik und Kinetik, worunter auch einige bisher nicht bekannte sind, sowie von theoretischen Ergänzungen zu den übrigen Abschnitten des I. und II. Bandes (Stabilität des Gleichgewichts, Polschwankung, Virial, Corioliskraft). Ein vorzüglicher Abschnitt über die modernen Methoden der graphischen Dynamik von R. Beyer und ein (mit einigen Ergänzungen aus der früheren Auflage entnommener) Abschnitt über das Pendel von F. Auerbach beenden den II. Band. Daß dieser Abschnitt erst an den Schluß der Stereomechanik gestellt wird, belegen die Herausgeber mit äußeren Gründen. Man hat aber bei diesem Band auch sonst mehrfach den Eindruck, als ob Auswahl und Anordnung des Stoffes nicht nach sachlichen, sondern nach drucktechnischen Gründen erfolgt sei, und man vermißt unter den technischen Anwendungen eine Reihe aktueller und wichtiger Probleme, für die nach der Gesamtdisposition des Werkes auch in den anderen Bänden kein Platz mehr vorgesehen zu sein scheint (z. B. Massenausgleich, Reglertheorie).

Vom IV. Band liegt bis jetzt die 1. Lieferung vor. Sie gehört zu den schönsten Teilen des ganzen Handbuches und enthält drei gleich ausgezeichnete Abschnitte: von A. Hertwig über die Statik der Baukonstruktionen einschließlich der Fachwerktheorie und von S. P. Timoshenko über die Knick- und Kippfestigkeit von Stäben, Platten und Schalen und über die wichtigsten Festigkeitsprobleme des Maschinenbaus.

Der V. Band über die Mechanik der Flüssigkeiten wird mit einer 2. Lieferung fortgesetzt, welche außer einem Abriß der konvektiven Wärmeübertragung von J. Schmekel eine umfangreiche und auch für den Fernerstehenden gut verständliche Darlegung der Statik und Kinetik des Schiffes und seines Antriebs von F. Horn enthält.

Der fertiggestellte VI. Band über die Mechanik der Gase umfaßt in seiner 1. Lieferung neben den von der früheren Auflage her bekannten und überall auf den heutigen Stand ergänzten Artikeln über die allgemeinen Eigenschaften der Gase und über die allgemeine Aeromechanik von F. Auerbach sowie über die innere Reibung der Gase von L. Graetz

[1]) Physik. Zeitschr. **29**, 585 u. 587, 1928.

und K. Stöckl eine ganze Reihe sehr bemerkenswerter neuer Abschnitte. Da ist zunächst eine Darstellung der Vakuumtechnik von dem besten Kenner des Gebietes W. Gaede, ferner ein kurzer Abriß der Meßtechnik an Gasen von W. Block, dann vor allem drei ganz moderne Abschnitte über die Thermo- und Aerodynamik einerseits des Explosionsvorgangs von E. Bollé, andererseits der dispersen Systeme (Rauch, Nebel usw.) von W. Deutsch und endlich über die Atmosphäre von F. M. Exner.

Die 2. Lieferung dieses Bandes ist den technischen Anwendungen der Gasmechanik gewidmet. Auch hier ist die Anordnung und Auswahl des Stoffes nicht immer überzeugend. An einen kurzen und schönen Abriß über Windräder von G. Flügel (die sich nicht etwa sachgemäß an die leider auf mehrere Stellen des Buches verteilte Propellertheorie anlehnen, sondern isoliert dastehen) schließt sich eine durch mustergültige Abbildungen illustrierte ebenso schöne Darstellung der Dampf- und Gasturbinen von demselben Verfasser. Die drei von E. Everling bearbeiteten Kapitel über die Luftkräfte an Flug- und Fahrzeugen, über die Dynamik der Flugzeuge und über die Statik der Ballone zeichnen sich durch ihre überall betonte Anschaulichkeit und durch sehr vollständige Literaturangaben aus und werden in glücklicher Weise ergänzt durch einen Abschnitt über die Potentialtheorie der Aerodynamik von R. Fuchs und einen solchen über die Aerodynamik des Segel- und Rotorschiffes von H. Croseck.

Den Schluß des Bandes bilden wieder maschinentechnische Anwendungen: drei Abschnitte über die pneumatische Förderung von K. Wagner, über die Thermodynamik und Hydrodynamik der Kompressoren und Gebläse von A. Seligmann und endlich (in seiner Art vorzüglich für dieses Handbuch geeignet) über die Thermodynamik der Kolbendampfmaschinen und der Verbrennungskraftmaschinen von W. Hort.

Im ganzen genommen wird man diesen VI. Band zu den gelungensten Teilen des ganzen Werkes zählen dürfen. Ein Vergleich mit der früheren Auflage zeigt am besten die außerordentlichen Fortschritte, die dieser Teil der Mechanik in den letzten zweieinhalb Jahrzehnten gemacht hat. Nicht ganz so überzeugend ist ein Begleitzettel, der den Lieferungen von 1928 durch den Verlag beigelegt wurde, wonach die Fortschritte der Mechanik in den vorangehenden zwei Jahren eine wesentliche Erweiterung des ursprünglich vorgesehenen Umfangs nötig gemacht haben. Daß bei einem solchen Werk noch während der Drucklegung mannigfache Dispositionsänderungen vorgenommen und insbesondere auch auftauchende Lücken ausgefüllt werden müssen, ist durchaus verständlich und durfte offen ausgesprochen werden, ohne daß sich hierdurch das große Verdienst der Herausgeber irgendwie mindern würde.

R. Grammel.

**H. Schulz und K. Radicke, Fremdwörterbuch für die Optik.** Weimar 1929. Borkmann. Preis RM 9.—.

Der Band ist kein „Fremdwörterbuch" im Sinne einer Sprachreinigung von Fachausdrücken. Die Fachausdrücke werden nicht verdeutscht, sondern in wenigen Sätzen und oft mit sehr guten, klaren Strichzeichnungen erläutert. Wo möglich, sind die entsprechenden Ausdrücke in englischer, französischer und spanischer Sprache mit aufgeführt. So gleicht das Buch in seinen Zielen dem bekannten physikalischen Handwörterbuch von Scheel. Es will ein Nachschlagewerk sein, das rasch über die Begriffsbestimmung informiert.

Ein Anhang „Männer der Optik" gibt kurze Lebensabrisse.

Ein „Warenverzeichnis der Brillen- und Fernrohroptik" enthält die Telegrammworte und Abkürzungen der optischen Industriewerke.

E. H. L. Meyer.

**A. Brill, Über Keplers Astronomia Nova.** Gr.-8°. 15 S. Stuttgart 1930. Ferdinand Enke. RM 1.10.

Text einer in Tübingen gehaltenen Gedächtnisrede auf Kepler, die unter Betonung des im Titel genannten Werkes eine Gesamtschau über Leben und Leistungen des großen Astronomen gibt.

Hopmann.

## Personalien.

**(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)**

**Habilitiert:** An der Universität Berlin Dr. W. Orthmann für Physik.

**Ernannt:** Der Professor der Chemie an der Tierärztlichen Hochschule Hannover Dr. Danckwortt zum Honorarprofessor für gerichtliche Chemie und Lebensmittelchemie an der Techn. Hochschule Hannover, Professor Dr. H. Krepelka zum ord. Prof. f. anorgan. Chemie an der Tschech. Karlsuniversität in Prag, der a. o. Professor Dr. I. Würschmidt, bisher von der Univ. Köln beurlaubt und vertragsmäßig als ord. Prof. an der Universität Tucumán seit 1925 tätig, tritt nach Ablauf seines zweiten Vertrages als ord. Prof. d. Experimental- u. theoretischen Physik und Direktor des Phys. Inst. in argentinische Staatsdienste über. Gleichzeitig wurde er zum Direktor d. Univ.- Bibl. Tucumán ad honorem ernannt, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Hannover (und Leiter des Seeflugreferats bei der Deutschen Seewarte in Hamburg) Dr. Heinrich Seelkopf zum a. o. Professor für Meteorologie an derselben Hochschule, der a. o. Professor Dr. Hans Lieb an der Universität Graz zum ord. Professor der angewandten medizinischen Chemie ebenda, der Direktor des Staatlichen Materialprüfungsamtes in Berlin-Dahlem Professor Dr. K. Memmler zum Honorarprofessor für Materialprüfungswesen an der Techn. Hochschule in Berlin.

**Neuer Lehrauftrag:** Der Privatdozent an der Universität Frankfurt Dr. Ratje Mügge für Geophysik.

**Ehrung:** Zum Rektor der Bergakademie Freiberg für 1931 bis 1932 wurde Professor Dr. R. von Walther, Vorstand des Organisch-chemischen Institutes und der Chemischen Abteilung des Braunkohlenforschungsinstituts, gewählt.

**Gestorben:** Der frühere Professor an der Bergakademie Berlin Prof. Dr. Franz Peters, der emer. Professor der chemischen Technologie am Lafayette Kollege in Easton U. S. A. Edward Hart.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.